

Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна

Міністерство освіти і науки України

Кваліфікаційна наукова
праця на правах рукопису

Якименко Іван Іванович

УДК 539.[1.074.88+172.4+171.4]

ДИСЕРТАЦІЯ

**«ДОСЛІДЖЕННЯ МЕХАНІЗМІВ ВЗАЄМОДІЇ ШВИДКИХ
НЕЙТРОНІВ З РЕЧОВИНОЮ МОНОКРИСТАЛІЧНИХ ТА
КОМПОЗИТНИХ ОКСИДНИХ СЦИНТИЛЯТОРІВ»**

Спеціальність 105 – «Прикладна фізика та наноматеріали»

(Галузь знань 10 – Природничі науки)

Подається на здобуття ступеня доктора філософії

Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей, результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело.

Якименко І. І. Якименко

Науковий керівник: Онищенко Геннадій Михайлович, кандидат фізико-математичних наук.

*Усі примірники дисертації є ідентичними
за змістом.*

Знаве спеціалізованої вченої ради

ФФ 64.051.017

Харків – 2021

Ігор ГІРКА

АНОТАЦІЯ

Якименко І. І. Дослідження механізмів взаємодії швидких нейтронів з речовиною монокристалічних та композитних оксидних сцинтиляторів. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття ступеня доктора філософії за спеціальністю 105 – Прикладна фізика та наноматеріали (галузь знань 10 – Природничі науки). – Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна Міністерства освіти і науки України, Харків, 2021.

Дисертацію присвячено дослідженням механізмів взаємодії швидких нейтронів з речовиною монокристалічних та композитних оксидних сцинтиляторів.

Створення компактних високочутливих детекторів для систем контролю нейтронного і гамма-нейтронного випромінення, для боротьби з незаконним транспортуванням радіоактивних матеріалів є актуальною задачею. Найбільш розповсюдженими є інспекційні системи, що базуються на ^3He -лічильниках нейтронів та мають незначну ефективність реєстрації $\sim 10\%$, обумовлену необхідністю сповільнення швидких нейтронів до теплових енергій. Дефіцит та висока вартість виготовлення ^3He стимулює пошук нових детекторів та нових принципів реєстрації швидких нейтронів. Попередні дослідження показали, що механізм непружного розсіяння $(n, n' \gamma)_{\text{in}}$ може бути використаний для реєстрації швидких нейтронів детекторами на основі важких оксидних сцинтиляторів. Ефективність реєстрації при цьому становила ~ 0.5 для детекторів малих розмірів ($\sim 10 \text{ мм}^3$). При цьому реєструвалися сигнали, тривалість яких формувалася (стала часу інтегрування) знаходилась в мікросекундному діапазоні. Це було обумовлено необхідністю зменшити вплив вторинних каскадних гамма-квантів, що виникають в речовині сцинтилятора. Реєстрація імпульсів відгуку в мікросекундному діапазоні дозволила реєструвати лише високоенергетичні ($> 20\text{-}30 \text{ кеВ}$) гамма-кванти з реакції непружного розсіяння швидких нейтронів $(n, n' \gamma)_{\text{in}}$, що виникають при розрядці збуджених одностинкових і колективних

станів середніх і важких ядер сцинтиляторів. Було запропоновано для збільшення чутливості детектора швидких нейтронів використовувати каскади гамма-квантів, що генеруються не тільки в реакції непружного розсіювання, але і в реакціях резонансного і радіаційного захоплення. Швидкі нейтрони ^{239}Pu - Be джерела з максимальною енергією $E \leq 10 \text{ MeV}$ в процесі розсіювання і уповільнення в речовині оксидного сцинтилятора з лінійними розмірами $\sim 40\text{--}50 \text{ мм}$ і більше в реакціях непружного і резонансного розсіювання, радіаційного захоплення проходять три енергетичних області: область непружного розсіювання в реакції $(n, n' \gamma)_{\text{in}}$ ($\sim 10 \text{ MeV} - 100 \text{ keV}$), область резонансного захоплення $(n, n' \gamma)_{\text{res}}$ ($100 \text{ keV} - 1 \text{ eV}$) і область радіаційного захоплення ($1 \text{ eV} - 0.025 \text{ eV}$). У цих реакціях збуджуються стани компаунд-ядер $(A + 1)$ з часом існування $\sim 10^{-14} \text{ с} - 10^{-12} \text{ с}$, а стани кінцевих ядер (A) з часами існування від одиниць пікосекунд до десятків мікросекунд, а також можуть народжуватися затримані гамма-кванти γ_{del} , обумовлені блуканнями вторинних нейтронів з реакцій $(n, n' \gamma)_{\text{in}}$ і $(n, n' \gamma)_{\text{res}}$ в речовині сцинтилятора. Таким чином, відгук детектора на одну вхідну частинку (тобто швидкий нейтрон) являє собою суміш гамма-квантів і проміжних нейтронів, тому число зареєстрованих вторинних частинок (тобто гамма-квантів) детектором, може значно перевищувати 1. Це підтверджують данні з резонансного та радіаційного захоплення, а також данні по непружному розсіянню. Оскільки ядра, що входять до складу оксидних сцинтиляторів (W , Gd , Zn) мають значні значення перерізу взаємодії в резонансній області, $\sim 50 - 500 \text{ барн}$, в той час як значення перерізу в непружній області складають одиниці барн ($\sim 2 - 3 \text{ барна}$), то реєстрація гамма-квантів, пов'язаних з цими процесами, може істотно збільшити статистику подій, що припадають на один вхідний нейтрон і, як наслідок, підвищують ефективність реєстрації нейтронів. Такі процеси мають незначну енергію розрядки в інтервалі від одиниць eV до сотень keV і часи існування, що лежать в інтервалі $\tau \sim 10^{-14} \text{ с} - 10^{-5} \text{ с}$.

Таким чином, в реакції непружного розсіяння $(n, n' \gamma)_{in}$, нейтрон, що вилетів з ядра, має істотно меншу в порівнянні з початковою енергією, що істотно підвищує в надалі ймовірність реакції резонансного захоплення $(n, n' \gamma)_{res}$ в області $\Delta E \sim 1 - 100$ кеВ та формування повторно вже нового компаунд-ядра $(A + 1)^*$. Зауважимо, що повторне утворення компаунд-ядра відбувається через часи порядку $0.1 - 10$ мкс і більше для оксидних сцинтиляторів товщиною $4 - 5$ см та обумовлене часовою затримкою нейтрона який сповільнюється на ядрах сцинтилятора.

Генерація високоенергетичних гамма-квантів з реакції $(n, n' \gamma)_{in}$ здійснюється, в основному, кінцевим ядром (A^*) . Проміжне компаунд-ядро $(A + 1)$, будучи високозбудженим і маючи високу щільність рівнів, випромінює, в основному, досить низькоенергетичні фотони, енергія яких буде міститися в області шумів. Однак, також експериментально спостерігається значний вихід миттєвих каскадних гамма-квантів середніх енергій, що припадають на один нейтрон ($\sim 50 - 80$ і більше) розрядки збуджених станів компаунд-ядер $(A + 1)$, що утворюються в реакціях $(n, n' \gamma)_{res}$ і $(n, n' \gamma)_{cap}$. Генерація високоенергетичних гамма-квантів у реакції $(n, n' \gamma)_{in}$ здійснюється, кінцевим ядром (A^*) . Проміжне компаунд-ядро $(A + 1)$ отримує середню енергію збудження $\sim S_n + E_{n_kin}$ і, після вильоту нейтрона, що зменшує енергію ядра на величину S_n , перетворюється в кінцеве ядро з енергією збудження, рівній кінетичної енергії налітаючого нейтрона. Кінцеве ядро випромінює, в основному, досить високоенергетичні фотони, які впевнено реєструються трактом. Також експериментально можуть спостерігатися миттєві каскадні гамма-кванти дуже малих енергій, при розрядці збуджених станів компаунд-ядер $(A + 1)$, що утворюються в реакції $(n, n' \gamma)_{in}$. Енергія цих гамма-квантів близька до шумового порогу тракту, кількість їх, є дуже незначною і може бути зареєстрована лише при дуже малих рівнях збудження кінцевого ядра, коли щільність ядерних рівнів стає низькою (збільшується енергія зняття збудження).

У разі захоплення нейтронів в резонансній області в реакції $(n, n' \gamma)_{\text{res}}$ високозбуджені стани (6 - 8 MeV) компаунд - ядер $(A + 1)$ випромінюють каскади миттєвих гамма-квантів дуже малих енергій, оскільки при високо збуджених рівнях густина рівнів компаунд-ядер велика. Хоча енергія збудження кінцевого ядра при резонансному захопленні становить 10-100 кеВ і менше, при цьому щільність ядерних рівнів істотно нижче, ніж для випадку високо-енергетичних збуджень, відстані між рівнями в такому випадку можуть становити $\sim 1 - 10$ кеВ і більше. Отже, в реакції $(n, n' \gamma)_{\text{res}}$ слід очікувати прояв низькоенергетичних гамма-квантів розрядки станів кінцевих ядер, які можуть бути зареєстровані лише при наявності чутливої відповідної апаратури.

Проведений аналіз нейтронних ядерних реакцій на основі термодинамічної моделі дозволив оцінити середню енергію збудження зіставних і кінцевих ядер, що входять до складу оксидних сцинтиляторів, уточнити енергію вторинних нейтронів. Також оцінювалася щільність рівнів і відстаней між рівнями при малих енергіях збудження кінцевих ядер. Ці оцінки підтверджують експериментальні результати, що вказують на існування гамма-квантів малих енергій ($\sim 0.1 - 30$ кеВ), що виникають в переходах середніх по масі компаунд-ядер і кінцевих ядер. Крім того, на основі аналізу експериментальних даних з реакцій $(n, n' \gamma)_{\text{in}}$, $(n, n' \gamma)_{\text{res}}$ і $(n, \gamma)_{\text{cap}}$. На ядрах сцинтиляторів були уточнені кількості виходу вторинних гамма-квантів, що продукуються в цих реакціях, як відгук, на один первинний вхідний нейтрон.

Таким чином, реакція непружного розсіяння є відправною точкою, яка запускає каскадний процес утворення і розпаду збуджених станів ядер в досліджуваних кристалах. В процесі уповільнення непружного нейтрона, що вилетів з реакції $(n, n' \gamma)_{\text{in}}$, в досить протяжному оксидному сцинтиляторі, крім миттєвих гамма-квантів зі складеного ядра $(A + 1, Z)$, мають місце затримані гамма-кванти з дочірнього ядра (A, Z) з реакції $(n, n' \gamma)$ (на 1 вхідний нейтрон - кілька сотень і більше гамма-квантів) з енергією від одиниць MeV до десятка

кеВ, відповідно. Фактично ланцюжок генетично пов'язаних у часі продуктів із процесів взаємодії породжує збуджені ядерні стани, при цьому затримка в часі виникнення вторинних гамма-квантів визначається як часом проходження вторинних нейтронів через сцинтилятор, так і часом існування самих збуджених ядерних станів. Затримка відгуку детектора від блукаючих в кристалі вторинних нейтронів та нейтронів з вторинних реакцій резонансного захоплення може сприяти кількісному збільшенню числа сигналів зареєстрованих детектором, що припадають на один вхідний нейтрон.

У порівнянні з гамма-квантами, що продукуються непружним розсіянням з реакції $(n, n' \gamma)_{in}$ каскадні гамма-кванти з реакції резонансного розсіяння $(n, n' \gamma)_{res}$ і радіаційного $(n, \gamma)_{cap}$ захоплення мають енергію до десятка кеВ ($\sim 0.1 - 30$ кеВ), тому їх реєстрація вимагає відповідного експериментального обладнання (особливо передпідсилювача). Ці гамма-кванти утворюють генетично пов'язані ланцюжки сигналів, які можуть збільшувати статистику подій, породжуваних первинним швидким нейтроном у сцинтиляторі. Практично часи існування збуджених станів знаходяться в інтервалі від одиниць наносекунд до десятків мікросекунд. При наявності відповідного малoshумного широкосмугового тракту з великим коефіцієнтом підсилення, що дозволяє ефективно реєструвати як низькоенергетичні гамма-кванти розрядки ядерних станів з малими часами існування, так і гамма-кванти, що народжуються в захопленнях нейтронів, що сповільнюються, слід очікувати підвищення лічильної ефективності реєстрації та, відповідно, чутливості нейтронного детектора.

Завдання та мета роботи були визначені як: розробка моделі відгуку сцинтилятора для цілей пошуку та виготовлення нових детекторів швидких нейтронів, дослідження взаємозв'язку механізмів взаємодії швидких нейтронів з ядрами сцинтиляторів з метою виявлення генетичного зв'язку продуктів реакцій для підвищення ефективності реєстрації, виявлення результативних шляхів

зменшення енергії швидких нейтронів в детекторі, розробка супутньої електроніки вимірювального тракту з метою реєстрації низькоенергетичних гамма-квантів із переходів, що збуджуються у реакціях взаємодії швидких нейтронів, виявлення механізмів генерації каскадів гамма-квантів в реакціях $(n, n' \gamma)_{in}$, $(n, n' \gamma)_{res}$, $(n, \gamma)_{res}$ та вторинних нейтронів.

Серед використаних методів дослідження варто підкреслити наступні підходи: вимірювання ефективності сцинтиляційних детекторів з використанням різних типів джерел (^{252}Cf , $^{239}\text{Pu-Be}$, ^{137}Cs); чисельні розрахунки відгуків детектора на основі розробленої моделі; варіація як ізотопного складу сцинтилятора так і об'єму детектора; застосування часової фільтрації імпульсного відгуку детектора (7 нс - 1 мкс); застосування радіаційного монітору для експериментального визначення порогу виявлення джерел швидких нейтронів в онлайн режимі.

Новизна роботи полягає в наступних положеннях: встановлено генетичний зв'язок продуктів із механізмів взаємодії швидких нейтронів з ядрами сцинтиляторів з апаратним відгуком сцинтилятора; виявлено найбільш продуктивні механізми втрати енергії швидких нейтронів в речовині сцинтиляторів та шляхи генерації каскадних гамма-квантів; виявлено зв'язок механізмів генерації каскадів гамма-квантів в реакціях $(n, n' \gamma)_{in}$, $(n, n' \gamma)_{res}$, $(n, \gamma)_{res}$ та вторинних нейтронів, компаунд ядрами та кінцевими ядрами; вперше використано генетичний зв'язок каскадів продуктів реакцій непружного, резонансного розсіювання та захоплення швидких нейтронів на ядрах сцинтилятора ZWO, підтверджено патентом України; вперше створено новий високоефективний детектор швидких нейтронів ZWO (ZnWO_4) з використанням трьох механізмів $(n, n' \gamma)_{in}$, $(n, n' \gamma)_{res}$, $(n, \gamma)_{res}$. вперше створено новий детектор KDP (KH_2PO_4) з високою селективністю до швидких нейтронів у порівнянні з гамма-квантами; розроблено та створено новий швидкодіючий широкополосний передпідсилювач для реєстрації відгуку сцинтилятора та виділення вкладів

механізмів взаємодії в однофотонному режимі реєстрації; розроблено та створено швидкодіючий радіаційний монітор для виявлення у неперервному режимі порогу виявлення джерела швидких нейтронів для досліджуваного сцинтилятора.

Резюмуючи результати вимірювань лічильної ефективності в одиницях імпульс \cdot с $^{-1}$ / нейтрон \cdot с $^{-1}$ з урахуванням трьох механізмів $(n, n'\gamma)_{in}$, $(n, \gamma)_{res} + (n, n'\gamma)_{res}$ і $(n, \gamma)_{cap}$ склали 752 для ZWO, 532 для CWO ($CdWO_4$), 37 для GSO (Gd_2SiO_5) і 23 для BGO ($Bi_4Ge_3O_{12}$), похибка вимірювань 3-5%. Використаний в експериментах фотоприймач ФЕП Hamamatsu R1307, що працює в однофотонному режимі (напруга 1250 В) і створений малошумний широкосмуговий підсилювач з коефіцієнтом підсилення ~ 70 dB та швидкодією ~ 300 МГц. На формування сигналу детектора впливають такі параметри ядер і атомів, що входять до складу сцинтиляторів, як величини перерізів непружного і резонансного розсіювання, щільність ядерних рівнів складових і кінцевих ядер в енергетичному інтервалі взаємодії, ширина резонансної області, часи висвічування сцинтиляторів. Використання однофотонної методики реєстрації гамма-квантів з збуджуваних в реакціях $(n, n' \gamma)_{in}$ одностинкових станів, низькоенергетичних гамма-квантів з реакції $(n, \gamma)_{res} + (n, n' \gamma)_{res}$ і реакції $(n, \gamma)_{cap}$ істотно збільшує кількість генетично пов'язаних подій в детекторі на один падаючий нейтрон і, як наслідок, збільшує лічильну ефективність і чутливість до виявлення нейтронів. Експериментальні результати цілком корелюють із запропонованою феноменологічною моделлю відгуку оксидного сцинтилятора до швидких нейтронів. Результати роботи будуть використані при розробці нових детекторів швидких нейтронів.

Створено підґрунтя для продовження досліджень механізмів взаємодії швидких нейтронів з речовиною монокристалічних та композитних оксидних сцинтиляторів. Розроблений програмно-апаратний комплекс оцінки відстані виявлення джерел радіаційного випромінювання з заданою надійністю типу "Портал", що працює за розробленою методикою реєстрації швидких нейтронів

є базою для експериментальної розробки систем моніторингу для контрольно-пропускних пунктів, контрольних радіаційних моніторів, перевірки якості створених детекторів.

Ключові слова: Детектор швидких нейтронів, ZWO, BGO, CWO, GSO, KDP, механізми взаємодії швидких нейтронів, ефективність реєстрації детектора, радіаційний монітор, швидкий передпідсилювач, ядерні рівні, модель відгуку сцинтилятора, режим лічення фотонів, збуджені рівні, гамма множинність.

ABSTRACT

Yakymenko I. I. The research of the mechanisms of interaction of fast neutrons with the substance of single-crystal and composite oxide scintillators. – Qualification scholarly paper: a manuscript.

Thesis submitted for obtaining the Doctor of Philosophy degree in Natural Sciences, Speciality 105 – Applied Physics and Nanomaterials. – V. N. Karazin Kharkiv National University, Ministry of Education and Science of Ukraine, Kharkiv, 2021.

The dissertation is devoted to studies of the mechanisms of interaction of fast neutrons with the material of single-crystal and composite oxide scintillators.

The creation of compact high-sensitivity detectors for neutron and gamma-neutron radiation control systems to combat the illegal transportation of radioactive materials is an urgent task. The most common are inspection systems based on ^3He -neutron counters and have a low registration efficiency of $\sim 10\%$, due to the need to moderate fast neutrons to thermal energy. The scarcity and high cost of manufacturing ^3He stimulates the search for new detectors and new principles for recording fast neutrons. Previous studies have shown that the mechanism of inelastic scattering $(n, n' \gamma)_{\text{in}}$ can be used to detect fast neutrons with detectors based on heavy oxide scintillators. The recording efficiency was ~ 0.5 for detectors of small size ($\sim 10 \text{ mm}^3$). In this case, the signals were registered, the duration of which was formed (constant of the integration time) was in the microsecond range. This was due to the need to reduce the effect of secondary cascade gamma quanta arising in the scintillator substance. The registration of response pulses in the microsecond range allowed to register only high-energy ($> 20\text{-}30 \text{ keV}$) gamma quanta from the inelastic scattering reaction of fast neutrons $(n, n' \gamma)$ arising from the discharge of excited single-particle and collective states of medium and heavy scintillator nuclei. Therefore, we proposed to use the gamma-ray cascades generated not only in the inelastic scattering reaction, but also in the resonant and radiation capture reactions to increase the sensitivity of the fast neutron detector. Fast neutrons ^{239}Pu -Be sources with maximum energy $E \leq 10 \text{ MeV}$

in the process of scattering and deceleration in the substance of the oxide scintillator with linear dimensions of $\sim 40\text{-}50$ mm and more in the reactions of inelastic and resonant scattering, radiation capture pass three energy regions: the region of inelastic scattering in the reaction $(n, n' \gamma)_{\text{in}}$ (~ 10 MeV - 100 keV), the region resonant capture $(n, n' \gamma)_{\text{res}}$ (100 keV - 100 eV) and the radiation capture region (100 eV - 0.025 keV). In these reactions, the states of compound nuclei $(A + 1)$ are excited with a lifetime of $\sim 10^{-14}$ s - 10^{-12} s, and the states of finite nuclei (A) with lifetimes from picoseconds to tens of microseconds, and delayed gamma can be born -quanta of γ_{del} caused by wanderings of secondary neutrons from reactions $(n, n' \gamma)_{\text{in}}$ and $(n, n' \gamma)_{\text{res}}$ in the scintillator substance. Thus, the response of the detector to one input particle (ie fast neutron) is a mixture of gamma quanta and intermediate neutrons, so the number of registered secondary particles (ie gamma quanta) by the detector may significantly exceed 1. Since the nuclei that are part of the oxide scintillators (W, Gd, Zn) have significant values of the cross-section of the interaction in the resonant region, ~ 50 - 500 bar, while the cross-sectional values in the inelastic region are units of bar (~ 2 - 3 bar) , the registration of gamma quanta associated with these processes can significantly increase the statistics of events per input neutron and, as a consequence, increase the efficiency of neutron registration. Such processes have a small discharge energy in the range from eV units to hundreds of keV and lifetimes in the range $\tau \sim 10^{-14}$ s - 10^{-5} s.

Thus, in the inelastic scattering reaction $(n, n' \gamma)_{\text{in}}$, the neutron emitted from the nucleus has a significantly lower energy compared to the initial energy, which significantly increases in the future the probability of the resonant capture reaction $(n, n' \gamma)_{\text{res}}$ in the region $\Delta E \sim 1\text{-}100$ keV and the re-formation of a new compound core $(A + 1)^*$. Note that the re-formation of the compound nucleus occurs at times of the order of 0.1 - 10 μs and more for oxide scintillators 4-5 cm thick and due to the time delay of the neutron that slows down on the scintillator nuclei.

The generation of high-energy gamma quanta from the reaction $(n, n' \gamma)_{\text{in}}$ is carried out mainly by the final nucleus (A^*) . The intermediate compound nucleus

($A + 1$), being highly excited and having a high density of levels, emits mainly rather low-energy photons, the energy of which will lie in the noise region. However, [2] a significant yield of instantaneous cascade gamma quanta of average energies per neutron ($\sim 50 - 80$ and more) of discharge of excited states of compound nuclei ($A + 1$) formed in reactions $(n, n' \gamma)_{\text{res}}$ and $(n, n' \gamma)_{\text{cap}}$. The generation of high-energy gamma quanta in the reaction $(n, n' \gamma)_{\text{in}}$ is carried out by a finite nucleus (A^*). The intermediate compound nucleus ($A + 1$) receives the average excitation energy $\sim S_n + E_{n_{\text{kin}}}$, and, after the departure of the neutron, which reduces the energy of the nucleus by the value of S_n , is converted into a final nucleus with excitation energy equal to the kinetic energy of the incident neutron. The final nucleus emits, for the most part, fairly high-energy photons, which are confidently recorded by the path. Instantaneous cascade gamma quanta of very low energies can also be observed experimentally during the discharge of excited states of compound nuclei ($A + 1$) formed in the reaction $(n, n' \gamma)_{\text{in}}$. The energy of these gamma quanta is close to the noise threshold of the path, their number is very small and can be registered only at very low levels of excitation of the final nucleus, when the density of nuclear levels becomes low (increased excitation energy).

In the case of neutron capture in the resonant region in the reaction $(n, n' \gamma)_{\text{res}}$, highly excited states (6 - 8 MeV) of compound nuclei ($A + 1$) emit cascades of instantaneous gamma quanta of very low energies, because at high excitation levels the density of levels compound nuclei are large. Although the excitation energy of the final nucleus during resonant capture is 10-100 keV and less, the density of nuclear levels is significantly lower than for high-energy excitations, the distance between the levels in this case can be $\sim 1 - 10$ keV or more. Therefore, in the reaction $(n, n' \gamma)_{\text{res}}$ we should expect the manifestation of low-energy gamma quanta of the discharge states of the finite nuclei, which can be registered only in the presence of sensitive appropriate equipment.

The analysis of neutron nuclear reactions on the basis of a thermodynamic model allowed us to estimate the average excitation energy of comparable and finite nuclei

that are part of oxide scintillators, to specify the energy of secondary neutrons. The density of levels and distances between levels at low excitation energies of finite nuclei were also estimated. These estimates confirm the experimental results that indicate the existence of low-energy gamma quanta ($\sim 0.1 - 30$ keV) that occur in the transitions of light compound nuclei and finite nuclei. In addition, based on the analysis of experimental data from the reactions $(n, n' \gamma)_{in}$, $(n, n' \gamma)_{res}$ and $(n, \gamma)_{cap}$. On the nuclei of the scintillators, the amounts of yield of secondary gamma quanta produced in these reactions were specified in response to one primary input neutron.

Thus, the inelastic scattering reaction is the starting point, which starts the cascade process of formation and decay of excited states of nuclei in the studied crystals. In the process of deceleration of the released inelastic neutron from the reaction $(n, n' \gamma)$, in a fairly long oxide scintillator, in addition to instantaneous gamma quanta from the composite nucleus $(A + 1, Z)$, there are delayed gamma quanta from the daughter nucleus (A, Z) from the reaction $(n, n' \gamma)$ (for 1 input neutron - several hundred and more gamma quanta) with energy from units of MeV to ten keV, respectively. In fact, a chain of time-genetically related processes generates excited nuclear states, and the delay in the occurrence of secondary gamma quanta is determined both by the time of secondary neutrons passing through the scintillator and the time of existence of the excited nuclear states themselves. Delaying the response of the detector from wandering in the crystal of secondary neutrons and neutrons from secondary reactions of resonant capture can contribute to a quantitative increase in the number of signals recorded by the detector per input neutron.

In comparison with gamma quanta produced by inelastic scattering from the reaction $(n, n' \gamma)_{in}$ cascade gamma quanta from the reaction of resonant scattering $(n, n' \gamma)_{res}$ and radiation $(n, \gamma)_{cap}$ capture have an energy of up to ten keV ($\sim 0.1 - 30$ keV), so their registration requires appropriate experimental equipment (especially preamplifier). These gamma quanta form genetically linked signal chains that can increase the statistics of events generated by the primary fast neutron in the scintillator. Practically the times of existence of excited states are in the range from units of

nanoseconds to tens of microseconds. In the presence of a suitable low-noise broadband path with a high gain, which allows you to effectively record both low-energy gamma quanta for the discharge of nuclear states with short lifetimes and gamma quanta born in retarding neutron capture, you should expect an increasing the counting efficiency, accordingly, the sensitivity of the neutron detector.

Objectives and purpose of the work were defined as: development of a scintillator response model for search and fabrication of new fast neutron detectors, study of the relationship of fast neutron interaction mechanisms with scintillator nuclei to identify genetic links of reaction products to improve registration efficiency, identify effective pathways reduction of fast neutron energy in the detector, development of accompanying electronics of the measuring path in order to register low-energy gamma quanta from transitions excited in fast neutron interaction reactions, detection of mechanisms of gamma quanta cascade generation in reactions $(n, n' \gamma)_{in}$, $(n, n' \gamma)_{res}$, $(n, \gamma)_{res}$ and secondary neutrons.

Among the research methods used, the following approaches should be emphasized: measuring the efficiency of scintillation detectors using different types of sources (^{252}Cf , $^{239}\text{Pu-Be}$, ^{137}Cs); numerical calculations of detector responses based on the developed model; variation in both the isotopic composition of the scintillator and the volume of the detector; application of time filtering of the pulse response of the detector (7 ns - 1 μs); the use of a radiation monitor to experimentally determine the threshold for detecting fast neutron sources online.

The novelty of the work lies in the following provisions: the genetic relationship of the mechanisms of interaction of fast neutrons with the nuclei of scintillators with the hardware response of the scintillator; the most productive mechanisms of fast neutron energy loss in the substance of scintillators and ways of generating cascade gamma quanta are revealed; the connection of mechanisms of gamma-ray cascade generation in reactions $(n, n' \gamma)_{in}$, $(n, n' \gamma)_{res}$, $(n, \gamma)_{res}$ and secondary neutrons, compound nuclei and finite nuclei is revealed; the genetic connection of cascades of products of inelastic, resonant scattering and fast neutron capture reactions on the nuclei of the

ZWO (ZnWO_4) scintillator was used for the first time, confirmed by the patent of Ukraine; for the first time a new high-efficiency fast neutron detector ZWO was created using three mechanisms $(n, n' \gamma)_{\text{in}}$, $(n, n' \gamma)_{\text{res}}$, $(n, \gamma)_{\text{res}}$. for the first time a new KDP (K_2PO_4) detector with high selectivity for fast neutrons in comparison with gamma quanta was created; developed and created a new high-speed broadband preamplifier for recording the response of the scintillator and allocating the contributions of the interaction mechanisms in single-photon registration mode; developed and created a high-speed radiation monitor to detect in a continuous mode the threshold of detection of a source of fast neutrons for the studied scintillator.

Summarizing the results of measurements of counting efficiency in units of $\text{imp} \cdot \text{s}^{-1} / \text{neutron} \cdot \text{s}^{-1}$ taking into account the three mechanisms $(n, n' \gamma)_{\text{in}}$, $(n, \gamma)_{\text{res}} + (n, n' \gamma)_{\text{res}}$ and $(n, \gamma)_{\text{cap}}$ was 752 for ZWO, 532 for CWO (CdWO_4), 37 for GSO (Gd_2SiO_5) and 23 for BGO ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$), measurement error is 3 - 5 %. The Hamamatsu R1307 photodetector used in experiments was operating in a single-photon mode (voltage 1250 V) and a low-noise broadband amplifier with a gain of ~ 70 dB and a band-width speed of ~ 300 MHz was created. The formation of the detector signal is influenced by such parameters of nuclei and atoms that are part of the scintillators as the cross-sectional sizes of inelastic and resonant scattering, the density of nuclear levels of constituent and terminal nuclei in the energy interval, the width of the resonant region.

Use of one-photon technique of registration of gamma quanta from excited in reactions $(n, n' \gamma)_{\text{in}}$ one-particle states, low-energy gamma quanta from reaction $(n, \gamma)_{\text{res}} + (n, n' \gamma)_{\text{res}}$ and reaction $(n, \gamma)_{\text{cap}}$ significantly increases the number of genetically related events in the detector per incident neutron and, as a consequence, increases the computational efficiency and sensitivity to neutron detection. Experimental results are fully consistent with the proposed phenomenological model of the response of the oxide scintillator to fast neutrons.

The results of the work will be used in the development of new fast neutron radiation detectors. The basis for the study of the mechanisms of interaction of fast neutrons with the substance of single-crystal and composite oxide scintillators has been

created. Developed software and hardware complex for estimating the distance of detection of radiation sources with a given reliability type "Portal", working on the developed method of registration of fast neutrons is the basis for experimental development of monitoring systems for checkpoints, radiation control monitors, quality control of detectors.

Keywords: fast neutron detector, ZWO, BGO, CWO, GSO, KDP, mechanisms of fast neutron interaction, detector registration efficiency, radiation monitor, fast preamplifier, nuclear levels, scintillator response model, photon counting mode, excited levels, gamma multiplicity.

СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

Наукові праці, в яких опубліковано основні наукові результати дисертації:

Публікації у наукових фахових виданнях України, які входять до міжнародних наукових баз:

1. Onyshchenko G., Yakymenko I., Grynyov B., Ryzhikov V., Voronov O., Naydenov S. Counting Efficiency and Neutron/Gamma Ratio for KDP: TL⁺ and UPS-923A Scintillators in a Single Photon Detection Mode // East European Journal of Physics. 2020. No. 3. P. 54–61. (Web of Science, Scopus)

(Особистий внесок здобувача: здійснював експериментальне визначення ефективності детектування швидких нейтронів сцинтиляторами KDP:TL⁺, пластиковим сцинтилятором типу UPS-923A, здійснив теоретичний аналіз значень ефективності KDP: TL⁺ та UPS-923A, налаштував вимірвальний тракт)

2. Onyshchenko G. M., Ryzhikov V. D., Yakymenko I. I., Shchus' O. P. The Threshold of Detection of Fission Materials by ZnWO₄ and Bi₄Ge₃O₁₂ Scintillation Detectors // East European Journal of Physics. 2019. No. 4. P. 91–94. (Web of Science)

(Особистий внесок здобувача: здійснював експериментальне дослідження відгуку монокристалічних детекторів $ZnWO_4$, $Bi_4Ge_3O_{12}$ на опромінення швидкими нейтронами, створив широкосмуговий передпідсилювач для реєстрації відгуку детектора, брав участь в аналізі та обробці результатів, налаштовував вимірювальний тракт, створив систему моніторингу для визначення порогу виявлення джерел радіаційного випромінювання)

3. Onyshchenko G., Ryzhikov V., Yakymenko I., Khodusov V., Naydenov S., Opolonin A., Makhota S. The Investigation of Mechanisms of Fast Neutron Registration in Oxide Scintillators // East European Journal of Physics. 2019. No. 3. P. 54–62. (Web of Science)

(Особистий внесок здобувача: брав участь в отриманні нових експериментальних даних щодо вкладів механізмів взаємодії швидких нейтронів з ядрами оксидних сцинтиляторів ZWO ($ZnWO_4$), CWO ($CdWO_4$), BGO ($Bi_4Ge_3O_{12}$) у ефективність реєстрації, розробив метод аналізу вкладів механізмів реєстрації швидких нейтронів у ефективність реєстрації, налаштовував вимірювальний тракт)

4. Ryzhikov V., Onyshchenko G., Yakymenko I., Naydenov S., Opolonin A., Makhota S. Research of the Single Crystal and Multilayer Composite Detectors Response Under Irradiation by Fast Neutrons // East European Journal of Physics. 2019. No. 2. P. 11–18. (Web of Science)

(Особистий внесок здобувача: здійснював експериментальне дослідження відгуку монокристалічних та багатошарових детекторів ZWO ($ZnWO_4$), CWO ($CdWO_4$), BGO ($Bi_4Ge_3O_{12}$), брав участь в аналізі та обробці результатів, налаштовував вимірювальний тракт)

5. Воронов А. П., Найденов С. В., Притула И. М., Онищенко Г. М., Щусь А. Ф., Якименко И. И. Сцинтилляционные монокристаллы $KDP:Ti$ и $KDP:Ce$ активированные таллием и церием для селективного детектирования быстрых

нейтронов // East European Journal of Physics. 2018. Vol. 5, No 3. P. 45–52. (Web of Science)

(Особистий внесок здобувача: здійснював експериментальне визначення ефективності детектування швидких нейтронів сцинтиляторами KDP:Ti⁺, KDP:Ce³⁺, брав участь в аналізі та обробці результатів, налаштовував вимірювальний тракт)

Наукові праці, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації:

6. Grinyov B. V., Ryzhikov V. D., Onyshchenko G. M., Yakymenko I. I., Naydenov S. V., Opolonin O. D., Makhota S. V. The time analysis of the fast impulse response from composite detectors based on scintillators: ZWO, GSO, BGO to fast neutrons // Sixth International Conference: ENGINEERING OF SCINTILLATION MATERIALS AND RADIATION TECHNOLOGIES ISMART 2018, 9–12 October 2018. : abstr. Minsk, 2018. P. 46–47.

7. Рыжиков В. Д., Онищенко Г. М., Якименко И. И., Найденов С. В., Ополонин А. Д., Махота С. В. Отклик монокристаллических и многослойных детекторов при облучении быстрыми нейтронами // XVII КОНФЕРЕНЦИИ ПО ФИЗИКЕ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ И ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ, 26–29 марта 2019 г. : тез. докл. Харьков, 2019. С. 96.

8. Рижигов В. Д., Онищенко Г. М., Якименко І. І., Найденов С. В., Ополонін О. Д., Махота С. В. Вплив параметрів резонансної області ядер сцинтилятора на ефективність реєстрації швидких нейтронів // XV INTERNATIONAL SCIENTIFIC and TECHNICAL CONFERENCE YOUNG SCIENTISTS and SPECIALISTS: PROBLEMS OF MODERN NUCLEAR POWER, 13–15 november 2019. : abstr. Kharkiv, 2019. P. 25.

9. Ayzatskiy M. I., Vodin O. M., Deiev O. S., Dronov R. M., Korda L. P., Kushnir V. A., Mitrochenko V. V., Olejnik S. M., Repikhov O. A., Shramenko B. I., Bezshyyko O. A., Golinka-Bezshyyko L. J., Kadenko I. M., Korda V. Yu., Yakimenko I. I., Vallerand C. Center for photonuclear research «gamma»: the main directions of

research // XXVI International Conference on Charged Particle Accelerators, 23–27 September 2019. : abstr. Kharkov, 2019. P. 11–12.

***Наукові праці, які додатково відображають наукові результати
дисертації:***

10. Детектор нейтронів: пат. 127053 Україна. № у 2018 02276; заявл. 05.03.2018; опубл. 10.07.2018, Бюл. № 13

(Особистий внесок здобувача: автор)

11. Спосіб реєстрації швидких нейтронів: пат. 145800 Україна. № у 2020 03892; заявл. 30.06.2020; опубл. 06.01.2021, Бюл. № 1

(Особистий внесок здобувача: розробка швидкодіючого передпідсилювача, співавтор в створенні способу реєстрації швидких нейтронів)

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ.....	22
ВСТУП	23
РОЗДІЛ 1. ОСНОВНІ МЕХАНІЗМИ ВЗАЄМОДІЇ ШВИДКИХ НЕЙТРОНІВ .	35
1.1 Класифікація нейтронів за енергією	35
1.2 Джерела нейтронного випромінення	36
1.3 Проблеми реєстрації швидких нейтронів.....	41
1.4 Взаємодія швидких нейтронів з ядрами	43
1.5 Непружне розсіювання швидких нейтронів ($n, n'\gamma$)	51
1.6 Резонансне розсіювання проміжних нейтронів ($n, n'\gamma$).....	52
1.7 Пружне розсіювання (n, n) сповільнених нейтронів	53
1.8 Радіаційне захоплення уповільнених нейтронів (n, γ) _{cap}	56
1.9 Характеристики детекторів швидких нейтронів	57
1.10 Ефективність реєстрації відомих детекторів швидких нейтронів	59
1.11 Пошук нових методів детектування. Огляд публікацій.....	64
1.12 Люмінесценція власна та домішкова	67
Висновки до розділу 1	68
РОЗДІЛ 2. ТЕОРЕТИЧНА ЧАСТИНА	70
2.1 Методи дослідження.....	74
2.2 Механізми реєстрації.....	75
2.3 Каскадний ефект	83
2.4 Густина ядерних рівнів. Оцінка за термодинамічною моделлю ядерних реакцій.....	89
2.5 Оцінка гамма-множинності.....	98
2.6 Модель відгуку, ефективність детектора та її складові	101
Висновки до розділу 2	104
РОЗДІЛ 3. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА ЧАСТИНА	108
3.1 Експериментальна установка	110
3.2 Структура експериментального тракту	112

3.3	Методика вимірів лічильної ефективності	114
3.4	Тіньова (вузька) геометрія вимірів ефективності	116
3.5	Виміри ефективності в сфері.....	117
3.6	Режими роботи тракту. Однофотонний. Імпульсний. Фільтрації. Вимоги 119	
3.7	Вибір порогу реєстрації. Диференціювання сигналу	124
3.8	Часова фільтрація сигналу відгуку	125
3.9	Швидкодіючий передпідсилювач сигналу ФЕП	133
3.10	Стенд моделювання композитних детекторів. Патент №127053	140
	Висновки до розділу 3	143
	РОЗДІЛ 4. РЕЗУЛЬТАТИ.....	146
4.1	Обробка та результати експериментів.....	146
4.2	Додаткові результати експериментів	155
	Висновки до розділу 4	182
	РОЗДІЛ 5. ПРИКЛАДНА ЧАСТИНА. ПОРТАЛ.....	185
5.1	Система моніторингу ШН	185
5.2	Визначення відстані виявлення джерел ШН	186
5.3	Результати експериментів	189
5.4	Розробка програмно-апаратного забезпечення «Портал».....	192
	Висновки до розділу 5	197
	ЗАГАЛЬНІ ВИСНОВКИ	198
	СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.....	205
	ДОДАТОК А. СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ	216
	ДОДАТОК Б. ПАТЕНТИ	219

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

СКВ	—	середньоквадратичне відхилення
ФЕП	—	фотоелектронний помножувач
АЦП	—	аналогово-цифровий перетворювач
ТФС	—	твердофазний синтез
ШН	—	швидкі нейтрони
ТН	—	теплові нейтрони
БД	—	блок детектування
ППП	—	пік повного поглинання
ШПТ	—	широкополосний тракт
ВПТ	—	вузькополосний тракт
ДІВ	—	джерела іонізуючого випромінення
КГК	—	каскадні гамма-кванти
СП	—	спонтанний поділ
CWO	—	CdWO_4
ZWO	—	ZnWO_4
BGO	—	$\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$
GSO	—	Gd_2SO_4
KDP	—	KH_2PO_4
RPM	—	радіаційний портальний монітор
UPS	—	UPS-923A

ВСТУП

Обґрунтування вибору теми дослідження.

Вибір теми дисертаційної роботи «Дослідження механізмів взаємодії швидких нейтронів з речовиною монокристалічних та композитних оксидних сцинтиляторів» пояснюється наступним шляхом. Створення нових високоефективних детекторів швидких нейтронів є актуальною задачею як для науково-дослідних цілей та і прикладного застосування в сферах контролюючих сферах народного господарства. Перш за все це обумовлено активною інтеграцією та невідворотним переходом на ядерні джерела живлення. Постає проблема безпечної роботи як з відпрацьованим так і новоствореним паливом. Контроль можливого незаконного поширення радіоактивних матеріалів вирішують встановленням радіаційних порталів, пішохідних моніторів, використанням персональних приладів дозиметрії. Сучасні інспекційні системи з використанням ^3He або ^{10}B лічильників швидких нейтронів мають незначну ефективність реєстрації $\sim 10\%$, обумовлену низькою ефективністю уповільнення швидких нейтронів. В цих системах ефективна чутливість детектора досягається саме за рахунок збільшення об'єму детектора, так як збільшення товщини сповільнювача підвищує вірогідність уповільнення нейтронів високих енергій. Зауважимо, що орієнтовна вага таких систем складає понад 100 кілограмів. Великі габаритні розміри, необхідність місткого супровідного обладнання створили передумови для пошуку шляхів створення ефективних детекторів швидких нейтронів, що матимуть менші габарити за порівняної або вищої ефективності реєстрації гамма-нейтронного випромінювання.

До початку наших експериментів була проведена робота з пошуку можливих шляхів оптимізації детекторів швидких нейтронів. За результатами досліджень нашої групи, що створили передумови даної наукової роботи, було отримано два патенти: патент України № 92193 (11.10.2010) «Малогабаритний детектор швидких і теплових нейтронів» [14], United States Patent № 8058624

(15 November 2011) «Method of detection of fast neutrons» [15], патент України № 109524 (25.08.2015) «Комбінований детектор іонізуючого випромінювання» [16], зокрема гамма-нейтронного випромінювання». Так було запропоновано спосіб реєстрації швидких нейтронів, що базується на реакції непружного розсіяння швидких нейтронів ($n, n' \gamma$) на ядрах важких оксидних сцинтиляторів (GSO, CWO, BGO), яка провокує каскади гамма-квантів, які створюють імпульсний відгук детектора. В якості матеріалів детектора використовували неорганічні сцинтилятори з високим атомним номером, які забезпечували непружне розсіяння швидких нейтронів. Обробка отриманих сигналів здійснювалася шляхом їх інтегрування з постійною часу інтегрування 30 мкс, а формування імпульсів лічення здійснювалося вибором інтегрованих сигналів в діапазоні 10-300 кеВ. Слід підкреслити, що реєстрація нейтронів за допомогою випромінювання, що виникає у сцинтиляторі, є водночас робочим тілом та не потребує додаткового проміжного етапу уповільнення в модераторі і призводить до значного підвищення ефективності реєстрації. Отриманий підхід дозволив досягти досить високої ефективності реєстрації швидких нейтронів - 0.42 імпульс/нейтрон та суттєвого зменшення масо-габаритних показників. Тобто ефективність детекторів з використанням ($n, n' \gamma$) вище в 3-4 рази (від 0.15 до 0.3-0.6) відносно детекторів, що працюють на ефекті сповільнення.

Радіоактивні матеріали, що діляться, відомі як джерела нейтронів та гамма-випромінювання. Тому досягнення максимальної чутливості детектуючих систем можливо лише завдяки поєднанню реєстрації гамма та нейтронного випромінювання водночас. У зв'язку з цим варто експериментально досліджувати всі можливі типи реакцій в оксидних сцинтиляторах для створення нейтронних детекторів з високою ефективністю.

Наприклад, для підвищення чутливості можна використовувати гамма-кванти з каскадних процесів, що народжуються в реакціях ($n, n' \gamma$) та резонансних реакціях (n, γ)_{res}, ($n, n' \gamma$)_{res}. Ці реакції є значимими в детекторах, що мають

розміри, достатні для сповільнення швидких нейтронів до енергій резонансної області.

Подальша розробка методів аналізу вкладів механізмів реєстрації швидких нейтронів у ефективність реєстрації вимагає залучення великого об'єму експериментальних даних, що ставить задачу здобуття нових експериментальних результатів для сцинтиляторів з різним атомарним складом: ZWO, BGO, GSO, KDP, полістирол UPS.

Для реалізації поставленої задачі було недостатнім використання традиційних методик реєстрації продуктів взаємодії швидких нейтронів у інтервалі енергій $E_n \sim 0.025 \text{ eV} - 10 \text{ MeV}$ (енергія нейтронів перекриває ~ 9 порядків). Традиційно для реєстрації продуктів взаємодії нейтронів використовується лічильна методика з досить високим порогом реєстрації - $E_{\text{th}} > 50 \text{ keV}$ і швидкодією $\tau \sim 0.1 \text{ мкс}$. Цього достатньо для реєстрації продуктів реакцій непружного розсіяння ($n, n'\gamma$), в яких збуджуються одночастинкові рівні кінцевих ядер і реєструються високоенергетичні гамма-кванти з $E \sim 1 - 3 \text{ MeV}$. Але при цьому поза увагою залишаються резонансні та радіаційні процеси, у яких виділяється значна кількість енергії при збудженні компаунд-ядер за рахунок енергії зв'язку. Труднощами реєстрації при цьому є незначна величина енергії миттєвих гамма-квантів, що вилітають з компаунд-ядер, $E \sim 0.1 \text{ keV}$. Також одночасно необхідно було реалізувати реєстрацію гамма-квантів із реакції радіаційного захоплення, що додатково продукуються вторинними нейтронами з реакції непружного та резонансного розсіяння.

Для реєстрації взаємозв'язаних, низькоенергетичних гамма продуктів з цих реакцій було використано 1-фотонний режим реєстрації, який має поріг реєстрації не гірше $E \sim 0.1 \text{ keV}$.

Реєструючи відгуки генетично пов'язаних ланцюжків миттєвих та затриманих у часі гамма-квантів довгоживучих станів материнського та дочірнього ядер, досягається збільшення кількості корисних сигналів, підвищується чутливість та здатність виявлення детектором нейтронної радіації.

До початку наших експериментів експериментальна методика базувалася на спектрометричному підході реєстрації відгуків детектора, де стала часу інтегрування вхідного сигналу з детектора становила від 1 мкс до 30 мкс. Така часова фільтрація одночасно пригнічує реєстрацію імпульсів малих амплітуд від каскадних детекторів, що неминуче продукуються в детекторі. Оскільки час висвітлення вторинних гамма-квантів міститься в інтервалі від 1 нс – 100 мкс, то завдяки пригніченню сигналів малих амплітуд в попередніх роботах не було можливості розрізнити вклад характерного механізму взаємодії швидких нейтронів у зареєстрований відгук через реєстрацію відгуку каскадних процесів розрядки. Постало питання створення більш чутливої експериментальної методики накопичення та обробки інформації з ефективності реєстрації швидких нейтронів детектором під дією радіоактивних джерел $^{239}\text{Pu-Be}$, ^{252}Cf , ^{137}Cs з метою підвищення чутливості детектора на основі оксидних сцинтиляторів, покращення часової роздільної здатності вимірювального тракту.

Аналіз інтервалів часу, в яких відбуваються процеси взаємодії швидких нейтронів з речовиною сцинтилятора показав, що такі дослідження потребують розробки нового вимірювального тракту на основі швидкодіючого, малошумного передпідсилювача з можливістю гнучко корегувати параметри як підсилення так і параметри формування вихідного сигналу.

Слід підкреслити, що аналіз процесів взаємодії нейтронного випромінення потребує доволі складних теоретичних моделей, залучення до опису значної кількості параметрів ядерної підсистеми, тож створення моделі відгуку до швидких нейтронів сцинтиляційного детектора можливе лише через експериментальну роботу із залученням специфічного експериментально-пошукового обладнання.

Дослідження механізмів взаємодії швидких нейтронів з речовиною сцинтиляторів має вирішити проблему побудови детекторів з меншим об'ємом сповільнювача, зменшити час відгуку системи на наявність джерела нейтронної радіоактивності – швидкодіючі монітори радіації на транспорті, створити робочу

модель взаємодії швидких нейтронів з речовиною детектора для подальшого конструювання детекторів швидких нейтронів.

Отже, із зазначеного випливає, що тематика цієї роботи є актуальною проблемою ядерної фізики, зокрема детекторів швидких нейтронів.

Мета і завдання дослідження. Мета і завдання цієї роботи наступні:

1. Виявити ступінь впливу найбільш вагомих фізичних параметрів ядер, що формують відгук детектора (перерізи, густина рівнів, верхня межа резонансної області)

2. Пошук **взаємозв'язків** продуктів взаємодії швидких нейтронів (ШН) з ядрами сцинтиляторів із механізмами взаємодії ШН з речовиною сцинтилятора з метою виявлення **генетичного** зв'язку первинного нейтрона та гамма-квантів і вторинних нейтронів із реакцій $(n, n'\gamma)_{in}$, $(n, n'\gamma)_{res}$, $(n, \gamma)_{res}$, $(n, \gamma)_{cap}$ для підвищення ефективності реєстрації та **створення нового** високочутливого нейтронного детектора.

3. Дослідження ефективності реєстрації монокристалічних та композитних сцинтиляторів $ZnWO_4$, $CdWO_4$, $Bi_4Ge_3O_{12}$, Gd_2SiO_5 та водневовмісних сцинтиляторів KDP: Tl^+ , KDP: Ce^{3+} , UPS-923A, для джерел ^{239}Pu -Be, ^{252}Cf , ^{137}Cs для різних часових інтервалів фільтрації сигналів - 1 мкс та 7 нс (відбір за формою сигналу).

4. Здобуття нових експериментальних даних щодо вкладів механізмів взаємодії швидких нейтронів з ядрами оксидних та композитних сцинтиляторів у ефективність реєстрації.

5. Створення нової експериментальної методики вимірів ефективності реєстрації швидких нейтронів детектором під дією радіоактивних джерел ^{239}Pu -Be, ^{252}Cf , ^{137}Cs . Розрахунки чутливості детектора на основі оксидних сцинтиляторів.

6. Розробка методики аналізу вкладів механізмів взаємодії швидких нейтронів у лічильну ефективність реєстрації досліджуваних сцинтиляторів на основі співставлення відгуків сцинтиляторів різного ядерного складу, використання джерел нейтронного та гамма-випромінювання, методики відбору за формою сигналу шляхом застосування часового фільтра ($7 \text{ нс} + 1 \text{ мкс}$) з використанням високочутливого однофотонного режиму реєстрації ФЕП, використання швидкодіючої системи моніторингу для оцінки порогу чутливості детектора.

7. Розробка швидкодіючого вимірювального тракту на основі широкосмугового передпідсилювача для покращення часової роздільної здатності вимірювального тракту при реєстрації відгуку сцинтиляторів та аналізу вкладів механізмів реєстрації.

8. Розробка моделі відгуку до швидких нейтронів сцинтиляційного детектора на основі ZWO_4 .

9. Виділення вкладу атомної підсистеми (Cs-137 , низька енергія збудження) від вкладів різних механізмів взаємодії ШН з речовиною сцинтилятора (Pu-Be , висока енергія збудження).

10. Оцінка чутливості детекторів (відстань мінімального виявлення R для джерела ШН з урахуванням статистичних властивостей потоків ШН (дисперсія, середнє) із залученням швидкодіючого портального радіометра.

11. Розрахунки енергетичного порогу генерації каскадів гамма-квантів згідно термодинамічної моделі та розрахунки довжини розсіювання ШН.

Об'єкт та предмет дослідження.

Об'єктом дослідження є механізми взаємодії швидких нейтронів з ядрами сцинтиляторів – непружне розсіяння, захоплення в резонансній області, радіаційне захоплення.

Предмет дослідження – ефективності реєстрації сцинтиляторів ZnWO_4 , CdWO_4 , $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$, KDP:Ti^+ , KDP:Ce^{3+} , UPS-923A, Gd_2SiO_5 для джерел $^{239}\text{Pu-Be}$, ^{252}Cf , ^{137}Cs для трьох часових інтервалів фільтрації сигналів - 1 мкс та 7 нс, нейтрон/гамма відношення $\varepsilon_n/\varepsilon_\gamma$, оцінка відстані (порогу) виявлення джерела швидких нейтронів у неперервному режимі моніторингу.

Методи дослідження.

1. Експериментальна методика реєстрації ефективності сцинтиляційних детекторів у сферичній геометрії з використанням джерел $^{239}\text{Pu-Be}$, ^{252}Cf , ^{137}Cs (використано при дослідженні ефективності детекторів).
2. Аналіз експериментальних даних шляхом чисельних розрахунків відгуків детектора на основі розробленої моделі (використано при прогнозуванні ефективності детекторів).
3. Часова фільтрація процесів, породжених в об'ємі детектора (використано при накопиченні імпульсів з детектора).
4. Реєстрація відгуку в режимі лічення одиничних фотонів та імпульсний аналіз відгуку детектора, варіація ядерного складу сцинтилятора, матеріалів об'єму детектора (використано при накопиченні експериментальних даних).
5. Виміри порогу виявлення джерела швидких нейтронів (використано для дослідження відстані виявлення детекторів).

Наукова новизна одержаних результатів.

1. Вперше використано генетичний зв'язок каскадів продуктів реакцій непружного, резонансного розсіювання та захоплення ШН на ядрах ZWO.
2. Вперше створено новий вискоефективний детектор ZWO з використанням трьох механізмів $(n, n' \gamma)_{\text{in}}$, $(n, n' \gamma)_{\text{res}}$, $(n, \gamma)_{\text{cap}}$.
3. Вперше створено новий детектор KDP:Ti з високою селективністю до ШН. Визначено, що чутливість у системі моніторингу детекторів KDP та UPS може

бути підвищена за рахунок використання методики відбору за формою сигналу шляхом застосування часового фільтра (7 нс + 1 мкс, відбір за формою сигналу).

4. Вперше здобуті нові експериментальні дані щодо величини вкладів механізмів взаємодії швидких нейтронів з ядрами оксидних та композитних сцинтиляторів у лічильну ефективність реєстрації.

5. Вперше експериментально досліджено лічильну ефективність реєстрації оксидних сцинтиляторів ZnWO_4 , CdWO_4 , $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$, Gd_2SiO_5 та водневовмісних сцинтиляторів KDP: Ti^+ , KDP: Ce^{3+} , UPS-923A для джерел $^{239}\text{Pu-Be}$, ^{252}Cf , ^{137}Cs для двох часових інтервалів фільтрації сигналів – 1 мкс та 7 нс, оцінено поріг виявлення джерела швидких нейтронів у неперервному режимі моніторингу.

6. Вперше розроблено наближену модель детектора швидких нейтронів на основі оксидного сцинтилятора ZWO з використанням трьох механізмів взаємодії - непружного розсіяння, резонансного захоплення та радіаційного захоплення.

7. Вперше розроблена методика аналізу вкладів механізмів взаємодії швидких нейтронів у ефективність реєстрації, яка базується на методах співставлення відгуків сцинтиляторів різного ядерного складу до джерел нейтронного та гамма-випромінювання у різних часових інтервалах (методики відбору за формою сигналу).

8. Вперше створено нову високочутливу експериментальну методику накопичення та обробки інформації, що працює у однофотонному режимі, для вимірів ефективності реєстрації, аналізу вкладів механізмів взаємодії швидких нейтронів у ефективність реєстрації, підвищення чутливості детектора та покращення часової роздільної здатності вимірювального тракту.

9. Вперше створено новий швидкодіючий широкополосний передпідсилювач для реєстрації відгуку сцинтилятора та аналізу вкладів механізмів реєстрації в однофотонному режимі реєстрації.

10. Вперше створено швидкодіючий радіаційний монітор із залученням однофотонного режиму для аналізу у неперервному режимі порогу виявлення джерела швидких нейтронів у досліджуваного сцинтилятора.

Особистий внесок здобувача.

Автор особисто брав участь у всіх роботах, пов'язаних з експериментальним накопиченням даних зі сцинтиляторів, представлених у дисертації, плануванні експериментів, обговоренні отриманих експериментальних даних, обробці та аналізі результатів експериментів, а саме:

здійснював експериментальне визначення ефективності детектування швидких нейтронів сцинтиляторами KDP:Ti^+ , KDP:Ce^{3+} , пластиковим сцинтилятором типу UPS, брав участь в аналізі та обробці результатів, налаштуванні вимірювального тракту [3];

здійснював експериментальне дослідження відгуку монокристалічних та багат шарових детекторів ZWO (ZnWO_4), CWO (CdWO_4), BGO ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$) на опромінення швидкими нейтронами створив широкосмуговий передпідсилювач для реєстрації відгуку детектора, брав участь в аналізі та обробці результатів, налаштуванні вимірювального тракту [4];

брав участі в отриманні нових експериментальних даних щодо вкладів механізмів взаємодії швидких нейтронів з ядрами оксидних сцинтиляторів ZWO (ZnWO_4), CWO (CdWO_4), BGO ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$) у ефективність реєстрації, розробці методу аналізу вкладів механізмів реєстрації швидких нейтронів у ефективність реєстрації, налаштуванні вимірювального тракту [5-6];

самостійно спроектував, підготував технологічну документацію та виготовив програмно-апаратний комплекс оцінки відстані виявлення джерел радіаційного випромінювання типу «Портал», що дозволило отримати результати відстані виявлення джерел швидких нейтронів для детекторів ZnWO_4 та $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ [5].

1. Автор безпосередньо брав участь в обговоренні та підготовці матеріалів доповідей на конференціях, доповідав на конференціях [8, 9, 10, 11].

2. Автором розроблено, виготовлено детектор для оцінки ефективності реєстрації композитних детекторів та має можливість здійснювати підміни та компоновки реакційні матеріали без зміни геометрії об'єму детектора, про що отримав деклараційний патент на корисну модель «Детектор нейтронів» №127053 [12] та «Спосіб реєстрації швидких нейтронів» №145800 [13]. На даний момент автор є співавтором у 4-х патентах в галузі ядерної фізики.

3. Автор безпосередньо брав участь в створенні нової експериментальної методики накопичення та обробки інформації з ефективності реєстрації швидких нейтронів детектором під дією радіоактивних джерел ^{239}Pu -Be, ^{252}Cf , ^{137}Cs , ^{241}Am з метою підвищення чутливості детектора на основі оксидних сцинтиляторів та покращення часової роздільної здатності вимірювального тракту.

4. Автором створено швидкодіючий, малошумний передпідсилювач для реєстрації відгуку сцинтилятора, що дозволило отримати данні для аналізу вкладів механізмів реєстрації швидких нейтронів у ефективність реєстрації.

5. Автор брав участь у створенні нового швидкодіючого вимірювального тракту, що працює в однофотонному режимі реєстрації.

Апробація матеріалів дисертації.

Матеріали дисертації доповідались на наступних профільних міжнародних конференціях та є опублікованими:

1. Sixth International Conference: ENGINEERING OF SCINTILLATION MATERIALS AND RADIATION TECHNOLOGIES ISMART 2018, 9–12 October 2018., Minsk.

2. XVII КОНФЕРЕНЦИИ ПО ФИЗИКЕ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ И ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ, 26–29 марта 2019 г., Харьков.

3. XV INTERNATIONAL SCIENTIFIC and TECHNICAL CONFERENCE YOUNG SCIENTISTS and SPECIALISTS: PROBLEMS OF MODERN NUCLEAR POWER, 13–15 november 2019., Kharkiv.

4. XXVI International Conference on Charged Particle Accelerators, 23–27 September 2019., Kharkov.

Структура та обсяг дисертації.

Дисертація складається зі вступу, шести розділів основного тексту, висновків, списку використаних джерел із 87 найменувань і додатків, усього 220 с., із них 170 с. – текст, 36 с. – таблиці, графіки та формули, 11 с. – список використаних джерел, 3 с. – публікації за темою дисертації.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами.

Дисертаційна робота виконана в Харківському національному університеті імені В. Н. Каразіна (м. Харків) згідно з плановими бюджетними темами з фундаментальних досліджень кафедри фізики ядра та високих енергій імені О. І. Ахієзера фізико-технічного факультету, у виконанні яких здобувач безпосередньо приймав участь як виконавець:

1. № держреєстрації 0118U002031 «Індуковані електрослабкими взаємодіями рідкісні процеси і розпади та структурні ефекти в сильних і електромагнітних взаємодіях».

2. № держреєстрації 0119U002533 «Дослідження транспорту швидких частинок у мультиплікуючих середовищах та в інтенсивних зовнішніх полях» 2019 – 2020 рр.

3. № держреєстрації 0120U102294 «Енергетична залежність і рефракційні властивості взаємодії легких ядер з ядрами» 2020 р.

Практичне/теоретичне значення одержаних результатів.

Здобуті в процесі роботи експериментальні та теоретичні данні щодо механізмів взаємодії швидких нейтронів з речовиною монокристалічних та композитних оксидних сцинтиляторів можуть бути використані для практичних розрахунків при конструюванні детекторів нейтронного випромінення. Результати експериментів щодо вимірів ефективності реєстрації можуть бути використані для вибору сцинтиляційного детектора для апаратного забезпечення експериментів.

Розроблена методика та обладнання є основою для продовження напряму з досліджень взаємодії швидких нейтронів з речовиною монокристалічних та композитних оксидних сцинтиляторів.

Розроблений програмно-апаратний комплекс оцінки відстані виявлення джерел радіаційного випромінення типу «Портал» є базою для експериментальної розробки систем моніторингу для контрольно-пропускних пунктів, контрольних радіаційних моніторів.

РОЗДІЛ 1

ОСНОВНІ МЕХАНІЗМИ ВЗАЄМОДІЇ ШВИДКИХ НЕЙТРОНІВ

1.1 Класифікація нейтронів за енергією

Швидкі нейтрони, що генеруються в радіоізотопних джерелах, мають енергію в діапазоні $E_n \sim 0.1 \text{ кеВ} \div 10 \text{ МеВ}$. Проникна здатність нейтронів з енергією до 10 МеВ практично співпадає з гамма-квантами з енергією 8 МеВ. Наприклад, для ядра ^{157}Gd , розповсюдженість – 15.65 %, переріз для енергій $E_n \sim 0.025 \text{ еВ}$ становить 254000 барн. Повний переріз в діапазоні енергій $E_n \sim 0.025 \text{ еВ} \div 10 \text{ МеВ}$ змінюється на чотири порядки (в 10^4 разів). Для природної суміші ядер Gd повний переріз у діапазоні енергій $E_n \sim 0.025 \text{ еВ} \div 10 \text{ МеВ}$ становить 48760 барн. Нейтронне випромінювання умовно розділяють на три типи, за енергією: швидкі, проміжні (резонансні) та теплові (повільні).

По мірі сповільнення швидкі нейтрони проходять такі енергетичні області: $E = 0.1 \text{ МеВ} - 10 \text{ МеВ}$ (швидка), $E = 1 \text{ еВ} - 0.1 \text{ МеВ}$ (резонансна), $E < 1 \text{ еВ}$ (теплова). Основні типи нейтронів більш детально дано в Таблицях 1.1, 1.2, де наведена енергія та умовна назва.

Пружне розсіяння характерне для повільних нейтронів в основному на потенціалі, реакція (n, n) або через компаунд-ядро, реакція $(n, n \gamma)$. та продукують реакції (n, γ) , (n, p) , (n, α) .

Таблиця 1.1

Енергія нейтронів та тип

Тип	Енергія нейтрона
1	2
Ультрахолодні	$< 10^{-7} \text{ еВ}$
Холодні	$10^{-3} - 10^{-7} \text{ еВ}$
Теплові	$< 0.1 \text{ еВ}$

Продовження таблиці 1.1

1	2
Резонансні (епітеплові)	0.5 eV – 10.0 keV
Уповільнені	0.1 – 500.0 eV
Проміжні	0.5 – 100.0 keV
Швидкі	0.1 – 10.0 MeV
Дуже високих енергій	10 – 1000 MeV
Надшвидкі (релятивістські)	> 1000 MeV

Таблиця 1.2

Параметри нейтронів

Нейтрони	E, eV	V, см/с	λ , см	T _{ср.} , К
Швидкі	$\sim 10^6$	$> 1.4 \cdot 10^9$	$< 10^{-12}$	10^{10}
Проміжні	$10^4 - 10^5$	$0.4 \cdot 10^9$	$3 \cdot 10^{-11}$	10^8
Резонансні	$0.5 - 10^4$	$0.14 \cdot 10^9$	$3 \cdot 10^{-10}$	10^6
Теплові	$0.5 - 5 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^{-8}$	300
Холодні	$5 \cdot 10^{-3} - 10^{-7}$	$4.4 \cdot 10^4$	$9 \cdot 10^{-8}$	10
Ультрахолодні	10^{-7}	$4.4 \cdot 10^2$	$9 \cdot 10^{-6}$	10^{-2}

1.2 Джерела нейтронного випромінення

Нейтронне випромінення може спостерігатися як результат спонтанного поділу від ряду матеріалів як природнього так і техногенного походження (контейнери типу ТВЕЛ, калібрувальні елементи в дозиметрах, руда, граніти,

сховища). Вірогідність процесу поділу та результуюча множинність в перерахунку на 1 поділ приведена в Таблиці 1.3.

Таблиця 1.3

Джерела швидких нейтронів

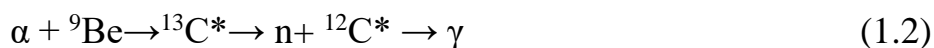
Джерело	Множинність/поділ	Вірогідність поділу, %
^{238}U	2.07	$5.4 \cdot 10^{-7}$
^{235}U	1.86	$2.0 \cdot 10^{-9}$
^{252}Cf	3.73	$3.09 \cdot 10^{-2}$
^{239}Pu	2.16	$5.0 \cdot 10^{-8}$

Більшість радіоактивних джерел мають окрім нейтронного випромінення, супровідне гамма-випромінення, яке нескладно приховати при транспортуванні шляхом екранування. В той же час випромінення швидких нейтронів екранувати складніше, зважаючи на енергію нейтронів, потребує досить об'ємного сповільнювача (парафін). Таким чином, реєстрація низьких потоків швидких нейтронів потребує детекторів високої чутливості, що матимуть велику площу вікна $> 1 \text{ м}^2$.

Джерела швидких нейтронів генерують нейтрони з (α, n) - реакції:



$(E_{\gamma(C-13)} = 3,68 \text{ MeV}), Q=5,70205 \text{ MeV}, T_{\pi}=0 \text{ MeV},$



$(E_{\gamma(C-12)}=4,43 \text{ MeV}), Q=5,70205 \text{ MeV}, T_{\pi}=0 \text{ MeV},$



$Q= -1,6645 \text{ MeV}, T_{\pi}=2,40378 \text{ MeV},$



$Q = -1,57269 \text{ MeV}$, $T_n = 2,27116 \text{ MeV}$.

У якості альфа-активних ізотопів використовують ^{239}Pu , ^{238}U , ^{241}Am , ^{244}Cm , ^{226}Ra , ^{210}Po . $T_{1/2}(^{239}\text{Pu}) = 24000 \text{ р}$, $T_{1/2}(^{241}\text{Am}) = 460 \text{ р}$. При взаємодії з мішенню вони генерують приблизно ~ 1 нейтрон на 10^8 α -частинок. Також використовуються фотонейтронні джерела:

$$\gamma + {}^9\text{Be} \rightarrow {}^8\text{Be} + n, Q = -1,66454 \text{ MeV}, T_n = 1,664705 \text{ MeV}, \quad (1.5)$$

$$\gamma + {}^2\text{H} \rightarrow {}^1\text{H} + n, Q = -2,22457 \text{ MeV}, T_n = 2,2259 \text{ MeV} \quad (1.6)$$

Слід зазначити, що джерела ^{239}Pu -Be, Cf-252 мають, крім нейтронного випромінювання, також гамма-компонент. На рисунках 1.1–1.7 наведені нейтронні і гамма - спектри джерел ^{239}Pu -Be, Cf-252, U-235, U-238. Спектр нейтронів спонтанного поділу має розподіл Максвела.

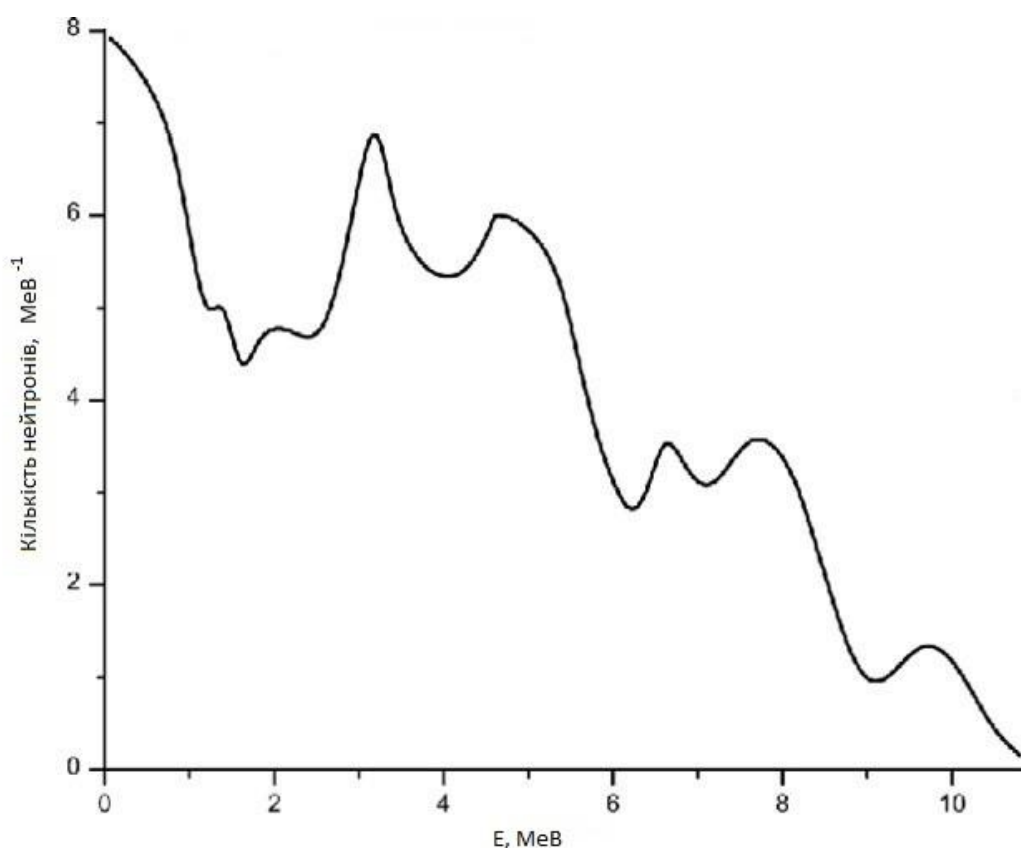


Рис. 1.1 Нейтронний спектр ^{239}Pu -Be-джерела із реакції (α, n) [1]

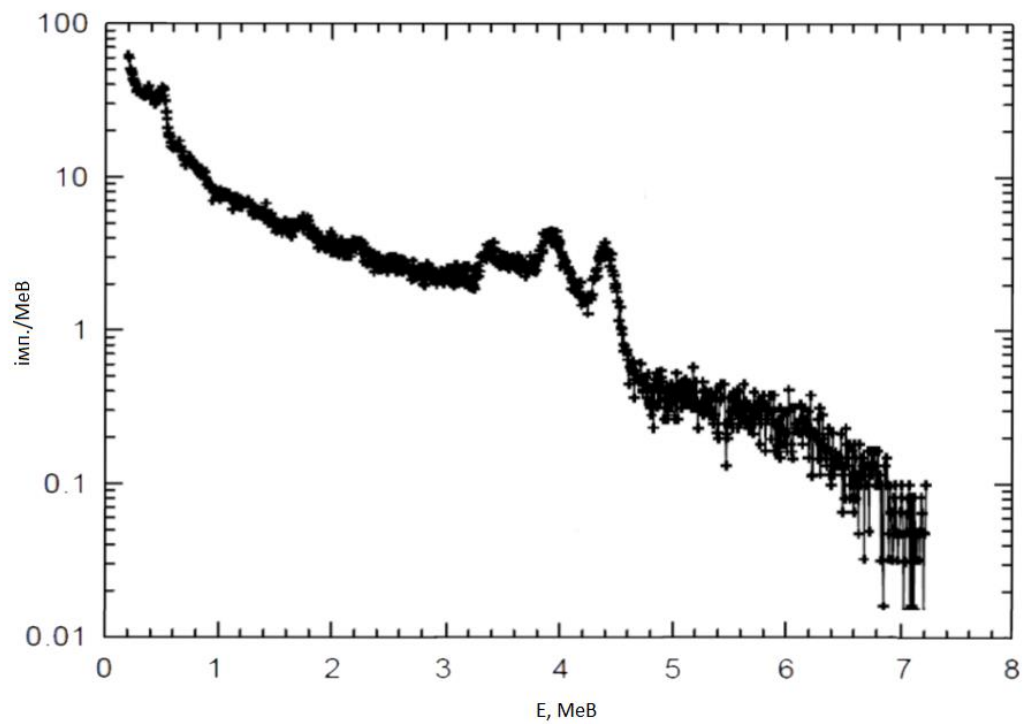


Рис. 1.2 Гамма-спектр джерела ^{239}Pu -Be [1, 2]

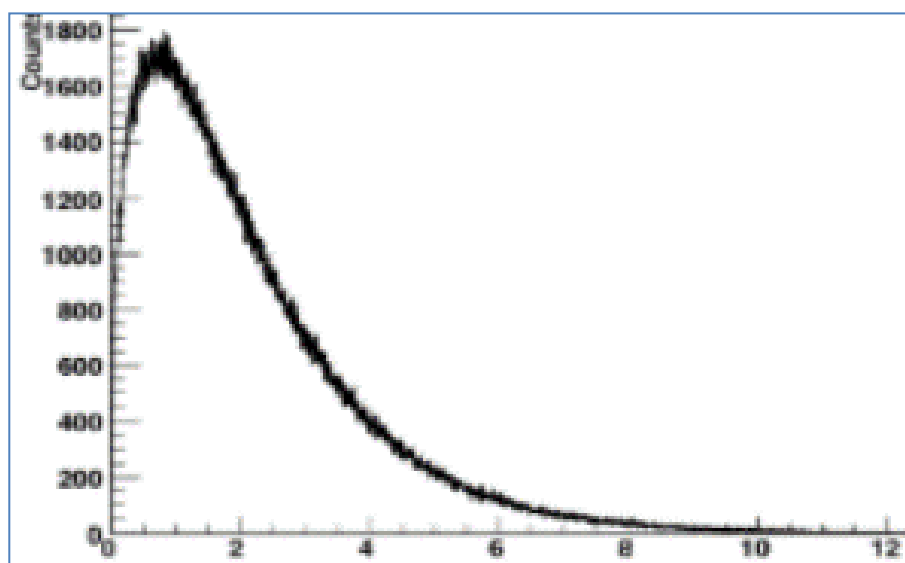


Рис. 1.3 Спектр нейтронів спонтанного поділу джерела ^{252}Cf . Вісь абсцис – енергія нейтронів, MeB [1, 2]

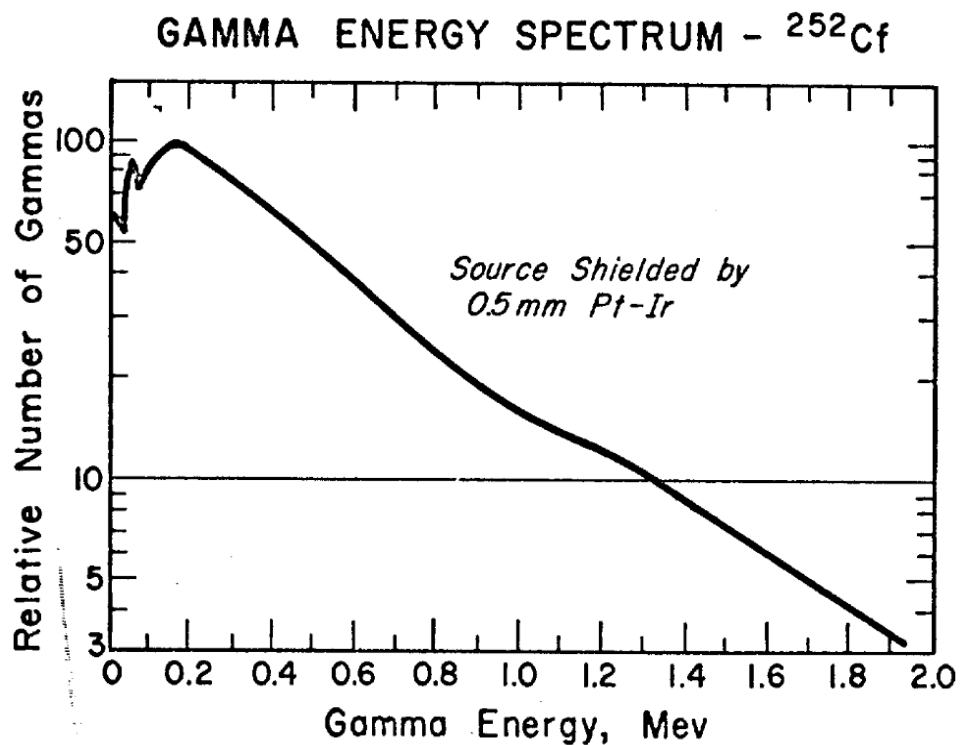


Рис. 1.4 Спектр гамма – випромінювання джерела ^{252}Cf [1, 2]

Джерела спонтанного випромінювання (Рис. 1.6–1.8) Pu-239, U-238, U-235 також мають помітний компонент гамма-випромінювання.

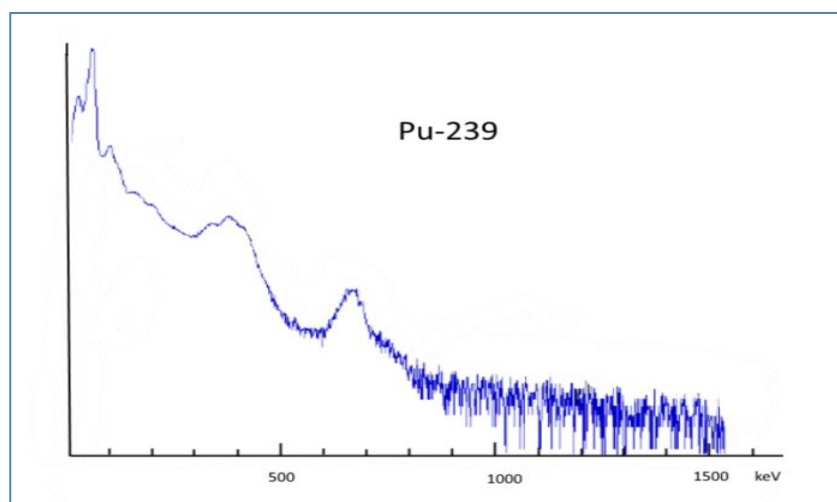


Рис. 1.5 Спектр гамма – випромінювання джерела ^{239}Pu . По осі ординат – логарифм інтенсивності [1, 2]

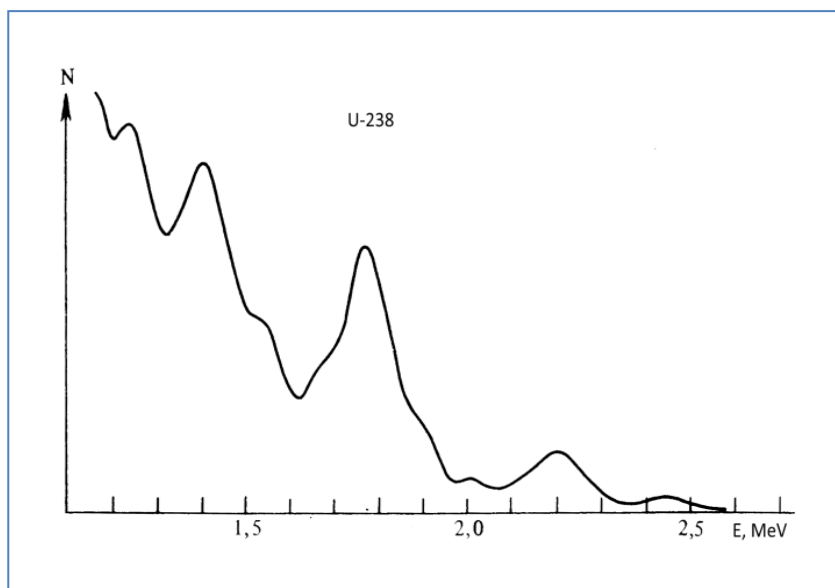


Рис. 1.6 Спектр гамма – випромінювання джерела ^{238}U . По осі ординат – інтенсивність [1, 2]

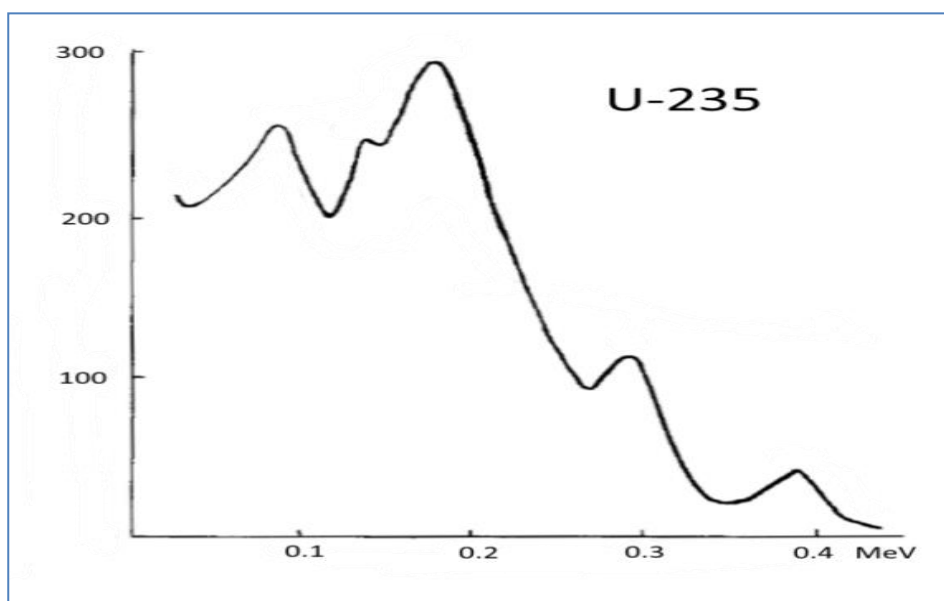


Рис. 1.7 Спектр гамма – випромінювання джерела ^{235}U . По осі ординат – інтенсивність [1, 2]

1.3 Проблеми реєстрації швидких нейтронів

Створення чутливих, малогабаритних інспекційних систем для виявлення джерел іонізуючого випромінювання є складною фізичною та технічною

проблемою. Характеристики ДІВ, що підлягають виявленню, відрізняються за типом (гамма-кванти, нейтрони) та енергією випромінювання від десятків кеВ до десятків МеВ). Відповідно реалізується значна кількість механізмів взаємодії іонізуючого випромінювання з речовиною.

Дана робота присвячена проблемі детектування швидких нейтронів. Процес взаємодії нейтронів з речовиною є дуже складним та може бути багатокаскадним. У цьому розділі описано характеристики деяких нейтронних джерел, базові механізми взаємодії нейтронів з речовиною та наводяться значення ефективності реєстрації нейтронів для традиційних детекторів. Переважна більшість детекторів нейтронів, що використовуються в галузі забезпечення ядерної безпеки, по суті є чутливими лише до теплових нейтронів. Замість того, щоб реєструвати швидкі нейтрони безпосередньо, основні концепти детекторів швидких нейтронів використовують метод уповільнення швидких нейтронів до теплової енергії за допомогою модераторів. Цей огляд зосереджений на типах детекторів, які безпосередньо чутливі до швидких нейтронів та мають високу ступінь розділення нейтронів та гамма. Основні переваги прямої реєстрації швидких нейтронів наведені нижче. Оскільки швидкі нейтрони малоімовірно реагують з матерією, вони зберігають спрямованість, яку можна використовувати для локалізації джерела та нейтронної візуалізації. Інформація про напрямок також допомагає підвищити чутливість за рахунок зменшення фону, оскільки вона приймає нейтрони лише з певного кута. Оскільки енергетичний спектр нейтронів поділу є досить подібним до спектру енергії від космічних нейтронів, то саме енергетична інформація не може бути використана для ефективною компенсації фону. За допомогою використання інформації про енергію нейтронів можна визначити тип їх джерела. Пряма реєстрація виключає необхідність модератора, що дозволяє зробити детектор компактним. Основними проблемами у виявленні швидких нейтронів є низька гамма-нейтронна роздільна здатність та низька ефективність реєстрації.

Найпоширеніший підхід для виявлення швидких нейтронів - це реєстрація частинок, що виникають внаслідок пружного розсіювання швидких нейтронів. Серед водню часто виступає як реакційний об'єм, оскільки, на відміну від розсіювання на важчих елементах, кінетична енергія нейтрона може передаватися за один акт розсіювання. Виявлення швидких нейтронів також може базуватися на ядерних реакціях, викликаних швидкими нейтронами. Деякі з цих реакцій вимагають, щоб енергія нейтронів перевищувала певний поріг. Альтернативно, енергію нейтронів можна визначити, виходячи з кінетичної енергії продуктів реакції. На жаль, через відносно низькі перерізи реакцій, ефективність виявлення нейтронів, досягнута цими методами, як правило, занадто низька, щоб використовуватись для застосувань у сфері забезпечення ядерної безпеки.

Швидкі нейтрони часто реєструють уповільнюючи їх до теплової енергії, коли вони можуть швидше реагувати в певних детекторах, таких як наповнені газом трубки, що містять ^3He або BF_3 . Швидкі нейтрони, як правило, сповільнюють, використовуючи водневовмісткий матеріал, такий, наприклад, як поліетилен, де є ефективними послідовні зіткнення між нейтроном та ядрами водню. Однак під час процесу уповільнення інформація про початкову енергію нейтрона, його напрямок руху та час викиду втрачається. Однак гамма-промені також можуть взаємодіяти в пластичному скінтіляторі, в змішаних нейтронних і гамма-полях, при цьому відмежування нейтронів від гамма-променів стає найважливішим завданням.

1.4 Взаємодія швидких нейтронів з ядрами

Відомо, що нейтрони з радіоактивних джерел приймають участь у багатьох типах взаємодії, як-то - пружне розсіювання на потенціалі ядра, радіаційне захоплення, пружне розсіювання на резонансних брейт-вігнеровських рівнях через компаунд ядро та непружне розсіювання. При захопленні та розсіюванні

на брейт-вігнеровських резонансах створюється збуджене компаунд-ядро, розрядка якого призводить до появи гамма-квантів та конверсійних електронів, уповільнених нейтронів тощо. Іноді заздалегідь дуже важко виділити механізм взаємодії, тому задля детектування нейтронів при розробці детекторів нейтронів використовують наступні реакції (Таблиця 1.4, 1.5).

Таблиця 1.4

Основні механізми взаємодії нейтронів з ядрами

Тип реакції	Механізм, характеристика реакції, переріз
1	2
Пружне розсіювання (n, n), E _n ~(0.025 eV - 10 MeV)	Іде на всіх ядрах. $\sigma \sim 1 - 3$ барн; Продукти: уповільнені n.
Радіаційне захоплення (n, γ), E _n ~(0.025 - 1 eV)	Іде на всіх ядрах. Продукти: $\gamma_{\text{комп.}}$, $\gamma_{\text{комп.одноч.}}$ – миттєві, e_{conv} – миттєві, β , γ – затримані. Переріз: $\sigma_{\text{тепл. нейтр}} \sim 0.1 - 10^5$ барн; $\sigma_{\text{швид. нейтр}} - 0.1 - 3$ барн. Енергія збудження компаунд-ядра – до 10 MeV.
Резонансне захоплення та розсіювання через компаунд: (n, γ) _{res} + (n, n' γ) _{res} , E _n ~(1 eV-100 keV)	Іде на всіх ядрах. Продукти: $\gamma_{\text{комп.}}$, $\gamma_{\text{комп.одноч.}}$ – миттєві, e_{conv} – миттєві. Переріз: $\sigma_{\text{резон.пружн.}} \sim 1 - 500$ барн. Енергія збудження ядра – до 10 MeV.

1	2
<p>Непружне розсіяння</p> <p>$(n, n'\gamma)$</p> <p>$E_n > \sim (0.1 \text{ MeV})$</p>	<p>Іде на всіх ядрах. Порогова реакція.</p> <p>Продукти: $\gamma_{\text{комп.одноч.}}$ – миттєві, $e_{\text{сноп}}$ – миттєві.</p> <p>Переріз: $\sigma_{\text{швид. нейтр}} \sim 1 - 3 \text{ барн}$. Енергія збудження ядра – до 10 MeV.</p>

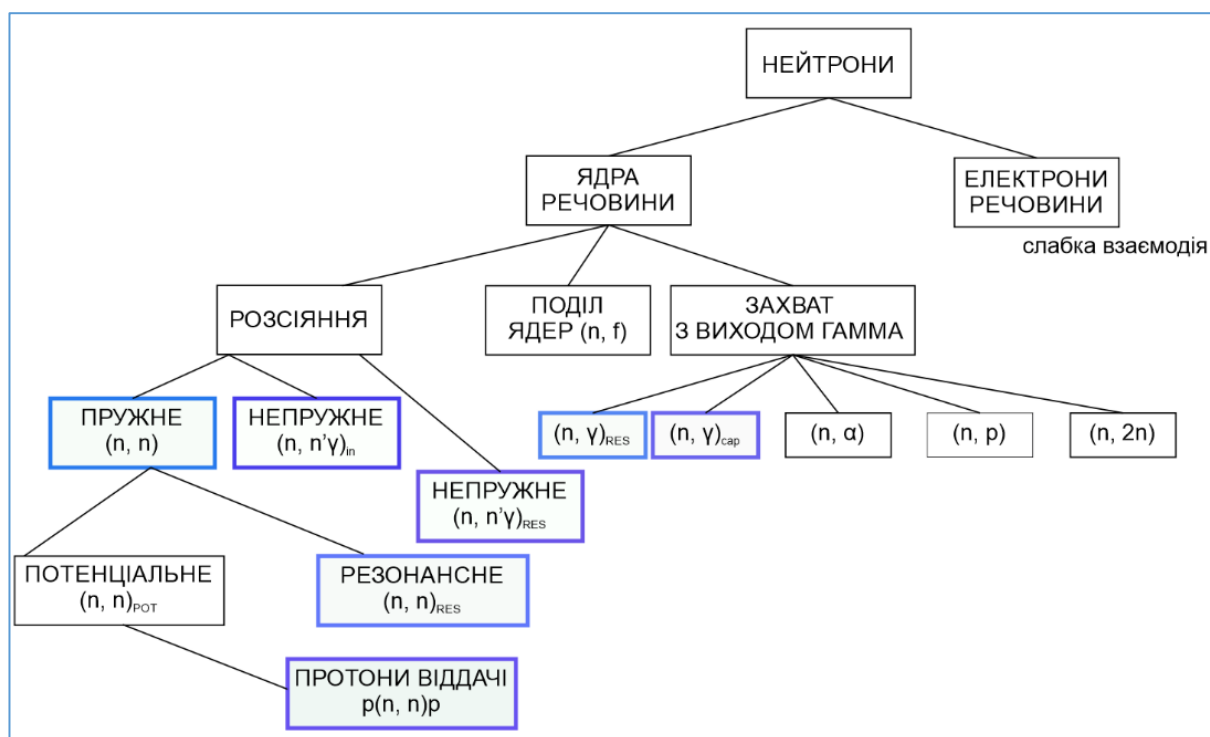


Рис. 1.8 Головні реакції взаємодії нейтронів з ядрами детектора

Таблиця 1.5

Приклади реакцій нейтронів з ядрами

1	2
<p>Пружне потенціальне розсіяння</p> <p>$E_n \sim (0 - 0.1 \text{ MeV}) (n, n)$</p> <p>$(\sigma_{\text{захв.}\gamma \text{ митт.}} \sim \text{const} \sim 21 \text{ б})$</p>	<p>$n + {}^1_1\text{H} \rightarrow n + p, Q = 0 \text{ MeV},$</p> <p>$\sigma_{\text{tot.}} \sim 20.768 \text{ барн};$</p>
<p>Радіаційне захоплення (n, γ)</p> <p>$E_n \sim (0-1 \text{ MeV})$</p> <p>$(\sigma_{\text{захв.}\gamma \text{ митт.}} \sim 1/v)$</p>	<p>$n + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^2_1\text{H} \rightarrow {}^2_1\text{H} + \gamma,$</p> <p>$E_\gamma = Q = 2.22457 \text{ MeV},$</p> <p>$\sigma_{\text{захв.}\gamma \text{ митт.}} \sim 0.332 \text{ б}; (0.025 \text{ eV})$</p>
<p>Резонансне захоплення</p> <p>$p(n, \gamma){}^2\text{H}$</p>	<p>$n + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^2_1\text{H} \rightarrow {}^2_1\text{H} + \gamma,$</p> <p>$E_\gamma = Q = 2.22457 \text{ MeV},$</p> <p>$\sigma_{\text{резон.}\gamma \text{ митт.}} \sim 0.1492 \text{ барн}; (1 \text{ eV}-1 \text{ MeV})$</p>
<p>Непружне розсіяння</p> <p>$(n, n'\gamma),$</p> <p>$\sigma \sim \text{const} \sim 5\text{E}-4 \text{ барн}$</p>	<p>$n + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^2_1\text{H} + \gamma \rightarrow n + p + \gamma,$</p> <p>$E_\gamma = Q = 2.22457 \text{ MeV},$</p> <p>$\sigma \sim 5\text{E}-4 \text{ барн}; (0.1 \text{ MeV} - 1 \text{ MeV})$</p>
<p>Реакція</p> <p>$n ({}^3_2\text{He}, {}^3_1\text{H}) p$</p>	<p>$n + {}^3_2\text{He} \rightarrow {}^3_1\text{H} + p,$</p> <p>$Q = 0.7638 \text{ MeV}, T_\pi=0;$</p> <p>$\sigma_{\text{tot}} \sim 5331.1 \text{ барн}; \sigma_{n,p} \sim 5328 \text{ барн};$</p> <p>$E_p = 673 \text{ кеВ}, E_t = 191 \text{ кеВ},$</p> <p>$E_p = \frac{m_t}{m_t + m_p} Q ;$</p>

1	2
<p>Реакція</p> <p>$n (^6_3\text{Li}, ^3_1\text{H}) \alpha$</p> <p>Реакція</p> <p>$n (^{10}_5\text{B}, ^7_3\text{Li}) \alpha\gamma$</p> <p>Реакція</p> <p>$n (^{10}_5\text{B}, ^7_3\text{Li}) \alpha$</p>	<p>$n + ^6_3\text{Li} \rightarrow ^3_1\text{H} + \alpha, Q = 4.7835 \text{ MeV},$ $\sigma_{\text{tot}} \sim 94.11 \text{ барн};$</p> <p>$n + ^{10}_5\text{B} \rightarrow ^7_3\text{Li}^* + \alpha + 2.31 \text{ MeV} +$ $\gamma(0.48 \text{ MeV}) (93 \%)$ $\rightarrow ^7_3\text{Li} + \alpha + 2.789 \text{ MeV} (7 \%)$ $Q = 2.789 \text{ MeV},$ $\sigma_{\text{tot}} \sim 3840.8 \text{ барн};$ $\sigma_{n,\alpha} \sim 3837.3 \text{ барн}.$</p>
<p>Реакція</p> <p>$^{155,157}\text{Gd}(n, \gamma)$</p>	<p>$n + ^{157}\text{Gd} \rightarrow ^{158}\text{Gd}^* \rightarrow \gamma + \text{ЕВК},$ $Q = 7.93739 \text{ MeV},$ $\sigma_{n,\gamma} \sim 2.5325 \cdot 10^5 \text{ барн};$</p>
<p>Реакція поділу (n, f)</p>	<p>Переріз на більшості ядер є малий, окрім U-235, U-238</p>

Таблиця 1.6

Перерізи взаємодії деяких нейтронних реакцій з ядрами

	Q, MeV	Теплові нейтрони		Резонансні нейтрони	Швидкі нейтрони			
		Розсіяння пружне, (потенц.) $\sigma_{el(n,n)}$, б, E~0.0025eV	Рад. Захоп- лення, $\sigma_{(n,\gamma)}$, б	Розсіяння пружне, компаунд, (рез. зах.) $\sigma_{(n,n'\gamma)}$, б, E~10 eV	Непружне розсіяння, $\sigma_{(n,n'\gamma)}$, б, E~1 MeV	Реакції $\sigma_{p(n,n)p}$, б	Реакції $\sigma_{(n,\alpha)}$, б E~1 MeV	Реакції $\sigma_{(n,t)}$, б E~1 MeV
1	2	3	4	5	6	7	8	9
$^1\text{H}_1$		20.8	0.332	0.149	$5 \cdot 10^{-4}$	20.8	-	-
$^2\text{H}_1$		3.389	$5.5 \cdot 10^{-4}$	$2.86 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-6}$	3.389		
$^3\text{He}_2$	0.765, (n,p)	3.135	$5.4 \cdot 10^{-5}$	$2.47 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-5}$	5328, E~0.0025 eV	$5.4 \cdot 10^{-5}$	-
$^6\text{Li}_3$	4.78, (n, α)	0.735	0.039	0.017	~0.8, 2-10MeV	-	-	940.3 [0.0025 eV]
$^{10}\text{B}_5$	2.789 (n, α) 7 %	2.4543	0.50005	0.2251	~0.1, 0.8-10MeV	$3.00 \cdot 10^{-3}$	$3.837 \cdot 10^3$	-
$^{11}\text{B}_5$	2.31 (n, $\alpha\gamma$) 93 % E γ =0.48	5.045	$5.075 \cdot 10^{-5}$	$2.542 \cdot 10^{-3}$	-	-	-	-
$^{\text{nat}}\text{B}_5$		4.679	$103.6 \cdot 10^{-3}$	-	-	$597 \cdot 10^{-6}$	763	-

1	2	3	4	5	6	7	8	9
$^{157}\text{Gd}_{64}$	8	804.47	$2.5325 \cdot 10^5$	783.82	-	-	-	-
$^{\text{nat}}\text{Gd}_{64}$	-	137.7	$48.63 \cdot 10^3$	404,1	~ 0.651 , 14 MeB	$3.998 \cdot 10^{-3}$ 14 MeB	-	-
Dy	-	994	-	-	-	-	-	-
Sm	-	5922	-	-	-	-	-	-
Ir	-	425	-	-	-	-	-	-
Cd	-	2520	-	-	-	-	-	-
Poliet.	-	339.167	-	-	-	-	-	-

В результаті реакцій з'являються заряджені частинки, які в свою чергу іонізують середовище детектора і виробляють імпульс заряду. Загалом поведінка нейтронних перерізів у широкому діапазоні енергій 0 – 20 MeB має складний вигляд (Рисунки 1.9–1.11).

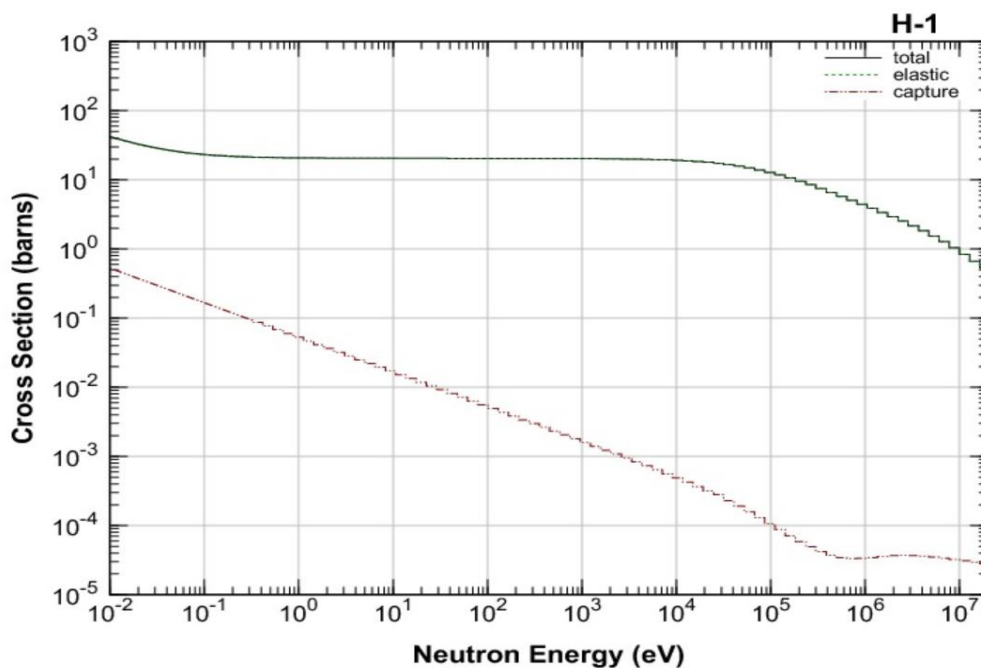


Рис. 1.9 Поведінка пружних нейтронних перерізів для H-1 у широкому діапазоні енергій 0.025 eB – 20 MeB

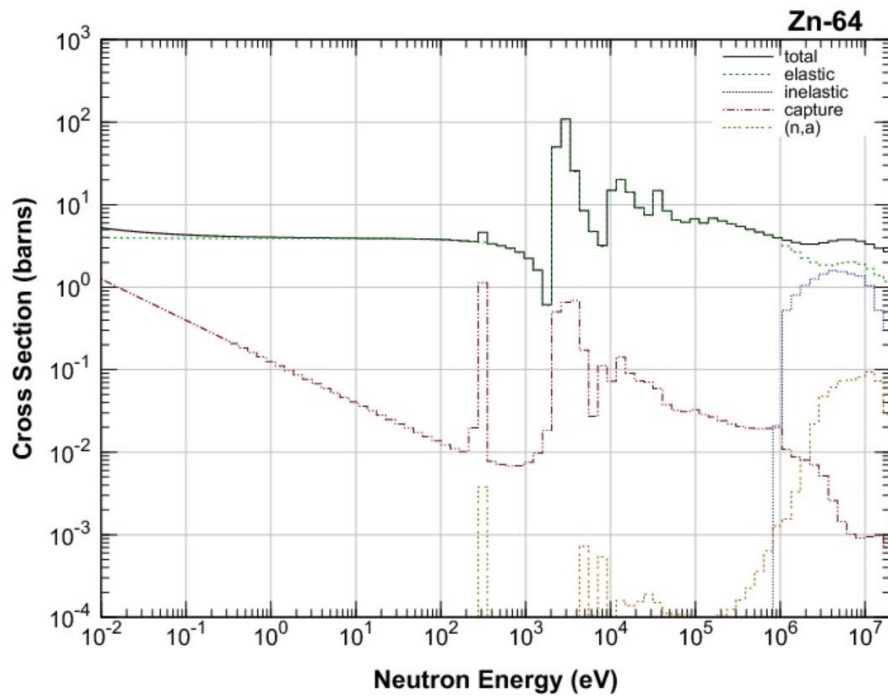


Рис. 1.10 Поведінка нейтронного перерізу радіаційного захоплення для Zn-64 в широкому діапазоні енергій 0.025 eV – 10 MeV

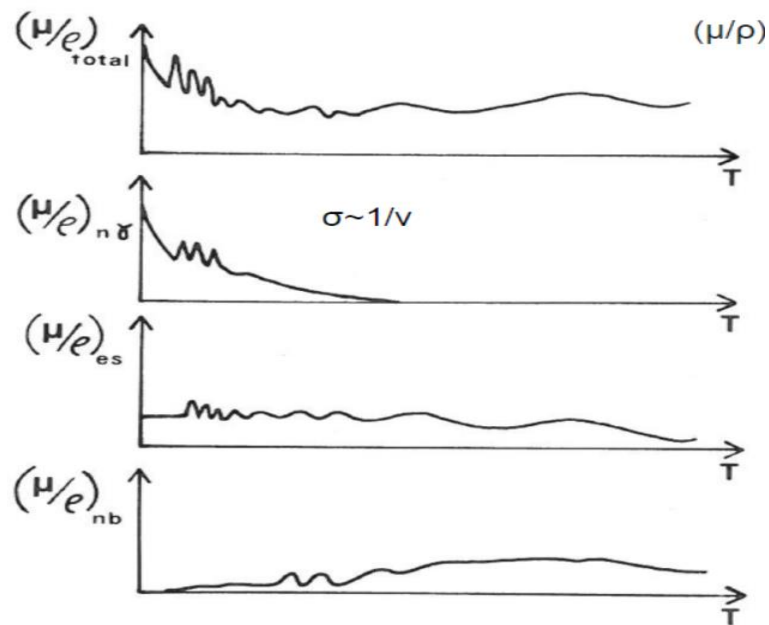


Рис. 1.11 Залежність поведінки нейтронних перерізів радіаційного захоплення $\sigma_{n\gamma} = (\mu/\rho)_{n\gamma}$, пружного розсіяння $\sigma_{es} = (\mu/\rho)_{es}$, непружного розсіяння $\sigma_{nb} = (\mu/\rho)_{nb}$ у широкому діапазоні енергій нейтронів T . $\sigma_{tot} = \sigma_{n\gamma} + \sigma_{es} + \sigma_{nb}$

1.5 Непружне розсіювання швидких нейтронів ($n, n'\gamma$)

Непружне розсіювання є пороговою реакцією і відбувається лише на швидких нейтронах, так як навіть у важких ядрах перший збуджений енергетичний рівень відстоїть від основного стану приблизно на 0.1 MeV. У результаті непружного розсіювання частина кінетичної енергії швидкого нейтрона витрачається на збудження ядра. При переході в основний стан збуджене ядро випромінює один або декілька γ -квантів. За γ -квантами, що випромінюються після непружного розсіювання, можна реєструвати нейтрони. Але імовірність цієї реакції не буде надто високою завдяки труднощам проникнення у ядро нейтрона, якщо його енергія не співпадає з резонансом. Переріз реакції на ядрах великої маси не перевищує 3-5 барн для енергій 0.1 – 10 MeV. Методом реєстрації γ -квантів непружного розсіювання нейтронів можна детектувати нейтрони в області енергії вище порогових – 0.1–1 MeV. На Рис.1.12 зображено енергетичну залежність перерізу непружного розсіювання для ядер Gd.

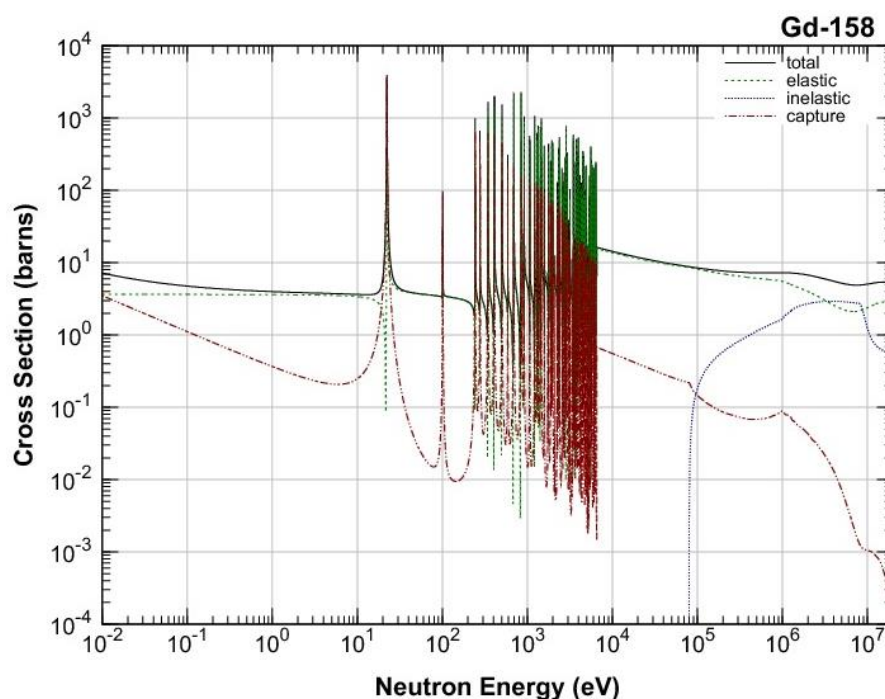


Рис. 1.12 Енергетична залежність перерізів непружного розсіювання нейтронів на ядрах гадолінію

1.6 Резонансне розсіювання проміжних нейтронів ($n, n'\gamma$)

Резонансним розсіюванням або розсіюванням на брейт- вігнеровських рівнях через компаунд-ядро ($n, n'\gamma$)_{res} називають реакцію розсіяння, яка здійснюється при проміжних енергіях – 0.1 еВ – 0.1 МеВ. Нейтрон проникає у ядро практично з нульовою енергією, і ядро-компаунд опиняється у збудженому стані за рахунок енергії зв'язку (до ~10 МеВ), отже, енергетика реакції позитивна. Формула Брейта-Вігнера для перерізу розсіяння в разі одного резонансного рівня, що враховує потенційне розсіювання:

$$\sigma_s(E_c) = \sigma_0 \frac{\Gamma_n}{\Gamma} \left(\frac{E_0}{E_c} \right)^{1/2} \frac{1}{1+y^2} + \frac{\sigma_0 2R}{\lambda_0} \frac{y}{1+y^2} + 4\pi R^2 \quad y = \frac{2}{\Gamma} (E_c - E_0) \quad (1.7)$$

$$(R \approx 1.25 \times 10^{-13} A^{1/3} \text{ cm}) \quad (1.8)$$

де коефіцієнт 4 – квантовий ефект, λ_0 – зведена довжина хвилі нейтрона; Γ і Γ_n – повна і «нейтронна» ширини резонанса; E_0 – енергія резонанса; E_c – відносна енергія в СЦІ. Реєстрацію швидких нейтронів можна здійснювати за допомогою лічення гамма-квантів – вторинних продуктів реакцій непружного розсіяння швидких нейтронів ($n, n'\gamma$), радіаційного захоплення (n, γ) та резонансного розсіяння ($n, n'\gamma$)_{res} через компаунд-ядро). Механізми резонансного розсіяння та радіаційного захоплення є, так би мовити, додатковими до непружного розсіяння. Завдяки цьому можна підвищити імовірність і надійність реєстрації гамма-квантів, що супроводжують зняття збудження компаунд-ядра при захопленні нейтрона. Резонансний механізм можна реалізувати за допомогою використання ядер з високою верхньою межею енергії резонансної групи, використання уповільнювача швидких нейтронів (прозорі пластини світлопроводу на основі пластмаси), залучення швидкодіючого електронного підсилювача (час зростання $\tau \sim 1$ нс) для реєстрації низькоенергетичних гамма-квантів, що випромінюються при збудженні

компаунд-ядра. Переріз реакції на важких ядрах (Gd, W) сягає 400 - 500 барн для енергій 1 еВ – 0.1 МеВ.

1.7 Пружне розсіювання (n, n) сповільнених нейтронів

В реакції пружного розсіювання нейтрон передає ядру частину своєї кінетичної енергії. Максимальну частку енергії нейтрон втрачає при центральному зіткненні з ядрами (s-розсіювання).

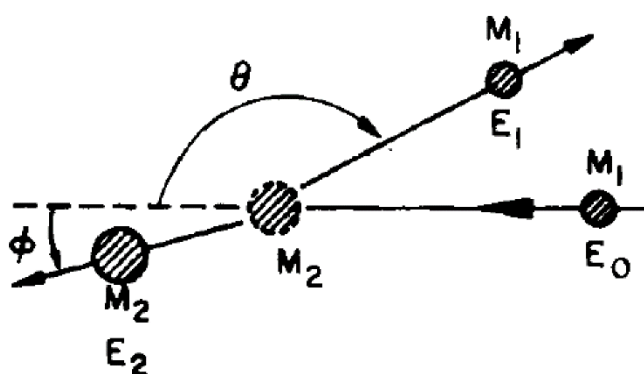


Рис. 1.13 Діаграма зіткнення нейтрону з ядром в лабораторній системі координат. M_1 – нейтрон; M_2 – ядро

Закони збереження енергії та компонент імпульса виражаються рівняннями (1.9).

$$\frac{1}{2}M_1v^2 = \frac{1}{2}M_1v_1^2 + \frac{1}{2}M_2v_2^2, \quad (1.9)$$

$$M_1v = M_1v_1 \cos \theta + M_2v_2 \cos \varphi,$$

$$0 = M_1v_1 \sin \theta - M_2v_2 \sin \varphi,$$

Виключивши φ , а потім v_2 , знайдемо:

$$\frac{v_1}{v} = (\pm(M_2^2 - M_1^2 \sin^2 \theta)^{1/2} + M_1 \cos \theta)/(M_1 + M_2), \quad (1.10)$$

Енергія розсіяного нейтрона E_1 може бути знайдена:

$$\frac{E_1}{E_2} = ((M_2^2 - M_1^2 \sin^2 \theta)^{\frac{1}{2}} + M_1 \cos \theta) / (M_1 + M_2))^2, \quad (1.11)$$

Енергія ядра-мішені може бути знайдена за формулою

$$\frac{E_2}{E_0} = (4M_1M_2 \cos^2 \varphi) / (M_1 + M_2)^2, \quad (1.12)$$

Ядерне пружне розсіювання повільного нейтрона є сумішшю потенційного і резонансного розсіювання і може здійснюватися двома шляхами: через механізм складеного ядра (резонансне пружне розсіювання), або без утворення складеного ядра (потенційне розсіювання). У другому випадку, при дуже низьких енергіях, нейтрон не проникає у ядро.

Далеко від резонансу потенційне розсіювання описується приблизно квантовомеханічним s-хвильовим (тому що $kR \ll 1$ для енергій 0–5 MeV, тобто маємо лобове зіткнення з $l = 0$) розсіюванням на відбиваючій сфері. Оскільки довжина хвилі нейтрона при цьому багато більше радіуса дії ядерних сил, то це розсіювання є з хорошою точністю s-хвильовим ($l = 0$). Пружне розсіювання нейтронів на ядрах водню використовують для реєстрації швидких нейтронів по протонах віддачі. Для цього у сцинтиляційних лічильниках застосовують фосфори, що містять багато атомів водню (органічні монокристали, пластики). Енергетична залежність перерізів пружного розсіювання та радіаційного захоплення нейтронів на ядрах водню наведена на Рис. 1.13.

Пружне розсіювання нейтронів у водні або гелії з реєстрацією ядер віддачі зазвичай використовується при безпосередньому детектуванні швидких нейтронів з енергіями більше ~ 100 кеВ.

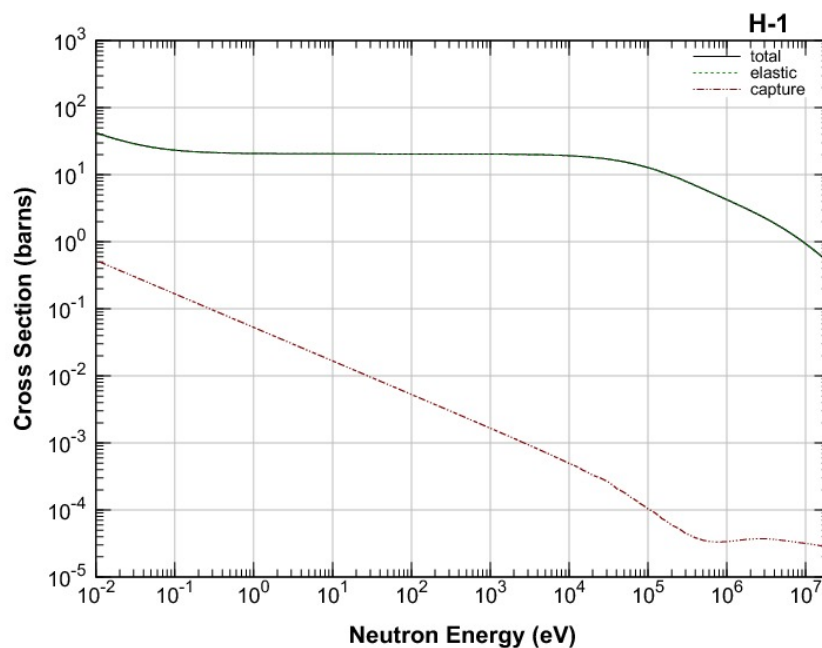


Рис. 1.13 Енергетична залежність перерізів пружного розсіяння та радіаційного захоплення нейтронів на ядрах водню

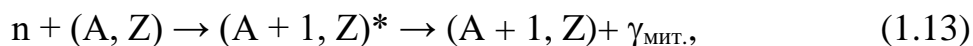
Таблиця 1.7

Середнє число зіткнень, необхідне для зменшення енергії нейтрона у пружному розсіянні з 2 MeV до теплової, 0.025 eV

Елемент	Атомна вага	Число зіткнень
Водень	1	27
Дейтерій	2	31
Гелій	4	48
Берилій	9	92
Вуглець	12	119
Уран	238	2175

1.8 Радіаційне захоплення уповільнених нейтронів $(n, \gamma)_{\text{ср}}$

У разі поглинання нейтрона низьких та проміжних енергій ядром, одним з основних процесів є радіаційне захоплення, при якому утворюється складене ядро:



де $\gamma_{\text{мит}}$ – миттєвий гамма-квант.

Як правило, складене ядро (компаунд-ядро) є у збудженому стані. Енергія збудження $W_{\text{зб}}$ дорівнює сумі кінетичної енергії налітаючого нейтрона E і енергії зв'язку нейтрона в складеному ядрі, ϵ_n . Значення енергії зв'язку нейтрона ϵ_n для ядер з масовими числами $A \sim 100$ становить близько 8 МеВ. При радіаційному захопленні $[(n, \gamma)_{\text{ср}} - \text{реакція}]$ збуджене складене ядро переходить в основний стан, випромінюючи один або кілька миттєвих γ -квантів. Таке γ -випромінювання називають захоплювальним. Реєстрацію нейтронів можна здійснювати шляхом детектування цих γ -квантів сцинтиляційним лічильником. Ефективність реєстрації нейтронів по захоплювальному γ -випромінюванню залежить від ефективності сцинтиляційного лічильника γ -квантів, перерізу (n, γ) -реакції у обраній речовині, а також від множинності і спектра захоплювального γ -випромінювання. Для підвищення ефективності детектора захоплювальних γ -квантів необхідно якомога сильніше уповільнити нейтрони. Крім того, бажано використовувати фосфори з високим порядковим номером Z , такі, наприклад, як оксидні сцинтилятори BGO, CWO, ZWO та ін.

Ефективність детектора також залежить від множинності (n, γ) – реакції, тобто від середнього числа γ -квантів, що випромінюється при одному акті радіаційного поглинання нейтронів. Чим більше множинність (Таблиця 1.8), тим з більшою ймовірністю може бути зареєстрований хоча б один γ -квант із загального числа.

Таблиця 1.8

Множинність для деяких ядер в $(n, \gamma)_{\text{сар}}$ -реакції

Елемент	Ag	Cd	In	Sm	Eu	Gd	Dy	Er	Au	Ho	Hf
Множинність	4.9	4.1	4.4	6.15	4.4	4.6	4.5	4.7	3.8	2.9	4.2

Імовірність радіаційного захоплення, як правило, зменшується з ростом енергії E . Для повільних нейтронів ефективний поперечний переріз радіаційного захоплення пропорційний $E^{-1/2}$ або $1/v$. Радіаційне захоплення може бути використане для детектування нейтронів за гамма-випромінюванням.

1.9 Характеристики детекторів швидких нейтронів

Інтерес до детекторів швидких нейтронів пояснюється необхідністю контролю несанкціонованого перевезення радіоактивних матеріалів поділу. Нейтронні джерела і матеріали поділу, розміщені у захисному контейнері, можна виявити практично тільки за швидкими нейтронами ($E \sim 0.1 - 10 \text{ MeV}$), оскільки м'який гамма-компонент досить легко можна нейтралізувати. Виявлення нейтронів засновано на непрямих методах, тому що нейтрони є нейтральними частинками. Процес реєстрації нейтрона починається, коли нейтрон, взаємодіючи з ядрами речовини, викликає звільнення гамма-квантів, важких заряджених частинок, конверсійних електронів. Як було вказано вище, є декілька основних типів взаємодії нейтронів з речовиною. Це пружне розсіювання на потенціалі ядра, радіаційне захоплення, резонансне розсіювання та захоплення через компаунд ядро, непружне розсіювання. Так, швидкі нейтрони можуть бути розсіяні ядрами, передаючи частину своєї кінетичної енергії ядру мішені (ядру віддачі), яке, у свою чергу, іонізує матеріал навколо точки взаємодії. Цей механізм найбільш ефективний для взаємодії з легкими ядрами, наприклад, воднем. Теплові нейтрони також можуть викликати ядерну реакцію, продукти якої, такі як протони, альфа-частинки, гамма-випромінювання, електрони

конверсії, осколки поділу можуть бути використані для реєстрації нейтронів. Детектори, що використовують механізм віддачі, або ядерні реакції, можуть містити тверде, рідке або газове середовище детектування. Традиційно для детектування нейтронів використовується два підходи:

1. Термалізація (уповільнення) з подальшим захопленням нейтронів на ядрах, що мають високий переріз захоплення для теплових нейтронів (^3He , ^{10}B , Gd , Cd , ^6Li).
2. Реакція $p(n, n)p$ з утворенням протонів віддачі, які можливо відділити від гамма-квантів за формою імпульсу.

Тому в області енергій до 10 MeV можна використовувати детектори, що реєструють різноманітні продукти взаємодії уповільнених зовнішнім сповільнювачем нейтронів з речовиною сцинтилятора. Це можуть бути α -частинки, тритони і геліони, електрони внутрішньої конверсії, уламки поділу, гамма-кванти. Незважаючи на високі значення перерізів радіаційного захоплення для теплових нейтронів, ефективність реєстрації швидких нейтронів цими детекторами не є високою, так як ефективність уповільнення швидких нейтронів у водневовмісному середовищі не перевищує 10 %. На Рис. 1.14 зображена залежність перерізів реакцій з нейтронами на легких ядрах ^3He , ^6Li , ^{10}B від енергії.

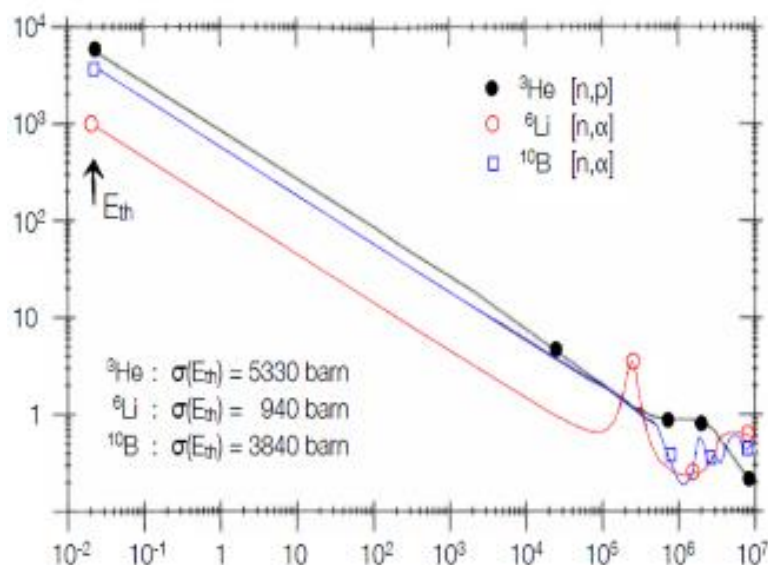


Рис. 1.14 Залежність від енергії перерізів реакцій з нейтронами на легких ядрах ^3He , ^6Li , ^{10}B . Вісь абсцис - енергія нейтронів, MeV, вісь ординат - переріз, барн

1.10 Ефективність реєстрації відомих детекторів швидких нейтронів

Відношення кількості частинок, зареєстрованих детектором за фіксований проміжок часу, до густини потоку випромінення є чутливістю детектора.

$$\text{Чутливість} = \frac{\text{імпульс} \cdot \text{с}^{-1}}{(\text{нейтрон}) \cdot (\text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2})} \quad (1.14)$$

Відношення кількості зареєстрованих імпульсів детектором за проміжок часу до потоку частинок, які пройшли крізь детектор є ефективністю детектора. Таким чином, ефективність не залежить від площі детектора:

$$\text{Ефективність} = \frac{\text{імпульс} \cdot \text{с}^{-1}}{(\text{нейтрон} \cdot \text{с}^{-1})} \quad (1.15)$$

У таблиці 1.9 наведені значення ефективності реєстрації нейтронів для традиційних детекторів. В основі вискоефективного детектора нейтронів, розробленого в Інституті сцинтиляційних матеріалів НАН України, є реакція

непружного розсіяння ($n, n'\gamma$) на ядрах важких монокристалічних оксидних сцинтиляторів. При цьому речовина сцинтилятора є одночасно і робочим тілом детектора, і реєстратором акту взаємодії швидкого нейтрона. Час формування електронного сигналу відгуку становив 1 мкс–30 мкс, тобто електронний тракт працював у режимі лічення з достатньо високим порогом $\sim 15\text{--}20$ кеВ. Використання цієї реакції дало змогу підняти ефективність реєстрації швидких нейтронів за реакцією ($n, n'\gamma$) приблизно до 60 %. Нейтрони реєструються за вторинними гамма-квантами та електронами, які народжуються в актах взаємодії. Зауважимо, що запропонований метод реєстрації не потребує надто складної електроніки, яка потрібна, наприклад для реєстрації протонів віддачі (метод відбору за формою сигналу).

Таблиця 1.9

Характеристики сцинтиляторів, які використовуються для реєстрації нейтронів

Тип детектора	Розмір	Матеріал взаємодії	Енергія нейтрона	Ефективність детект. (%)	Чутливість до гамма (R/h)b
LiI(Eu)	1 мм товщ.	^6Li	тепл.	50	1
LiI(Eu)	5 мм товщ.	^6Li	швид.	0.25	-
Li-(Ce) скло	-	^6Li	швид.	0.45	-
^4He (18 ат)	5 см діам.	^4He	1 МеВ	1	1
^3He (4 ат), Ar (2 ат)	2,5 см діам.	^3He	тепл.	77	1
^3He (4 ат), CO ₂ (5 %)	2,5 см діам.	^3He	тепл.	77	10
BF ₃ (0.66 ат)	5 см діам.	^{10}B	тепл.	29	10
BF ₃ (1.18 ат)	5 см діам.	^{10}B	тепл.	46	10
^{10}B - камера	0.2 мг/см ²	^{10}B	тепл.	10	10 ³
Камера поділу	2.0 мг/см ²	^{235}U	тепл.	0.5	10 ⁶ - 10 ⁷

Як видно з таблиці, практично всі розглянуті детектори орієнтовані на реєстрацію теплових нейтронів, тому що ефективність реєстрації швидких нейтронів не перевищує 10-15% завдяки низькій ефективності уповільнення. У таблиці 1.10 наведено ефективності реєстрації нейтронів для детекторів, що працюють на принципі $(n, n'\gamma)$ -реєстрації.

Таблиця 1.10

Ефективність реєстрації швидких і уповільнених нейтронів за реакцією $(n, n'\gamma)$ монокристалічними оксидними сцинтиляторами в гамма- еквівалентному інтервалі енергій 20 кеВ–1 МеВ, об'єм сцинтилятора 1 см³

Сцинтилятор (монокристал)	Z_{eff}	Ефективність до швидких нейтро- нів, реакція $(n, n'\gamma)$ (без уповільн.), %	Ефективність до теплових нейтронів, ре- акція $(n, n'\gamma)$, %	Ефективність до швидких нейтронів, реакція $(n, n'\gamma)$ (із уповільн.), $d \sim 1$ см), %
ZWO	61	54	44	70
BGO	75	48	34	83
GSO	59	46	65	90

Слід зазначити, що новий детектор на основі реакції $(n, n'\gamma)$ є чутливим одночасно і до зовнішніх гамма-квантів. Для ослаблення впливу гамма-квантів необхідно використовувати свинцевий захист до 50 мм завтовшки. Однак, можна відзначити, що в деяких додатках, наприклад, у пошукових і доглядових системах, відсутність свинцевого захисту сприяє підвищенню чутливості системи до радіації, що випромінюється ядерними матеріалами поділу, що безсумнівно, є позитивною рисою таких детекторів. Наступним кроком в дослідженнях, спрямованих на підвищення чутливості нейтронного і гамма-нейтронного детекторів були засоби, проведені з метою оптимізації та виявлення

ступеня вкладу більш ефективних механізмів перетворення енергії нейтронів в речовині сцинтилятора. Виявилося, що для багатошарових крупногабаритних композитних детекторів швидких нейтронів відношення нейтронної чутливості до гамма-чутливості є значно більшим, ніж для детекторів на основі монокристалів, при збереженні об'єму, за рахунок зниження ефективного Z речовини сцинтилятора. Результати проведених досліджень чутливості та ефективності реєстрації швидких нейтронів (~40-50%) оксидними багатошаровими композитними сцинтиляторами різних типів, таких, як BGO-“Z”, GSO-“Z”, CWO-“Z”, ZWO-“Z”, ZnSe(Te,O)-“Z” розмірами ~ 100x40x100 мм (x:y:z) з використанням у якості реєстратора спектрометра з часом формування 30 мкс вказують на можливість конструювати на їх основі детектори значних розмірів, що дозволяє досягти високої чутливості при детектуванні нейтронних потоків. І нарешті, результати проведених досліджень чутливості та ефективності реєстрації швидких нейтронів оксидного багатошарового композитного сцинтилятора ZWO-“Z” розмірами ~ 40x40x40 мм (x:y:z) з використанням у якості реєстратора лічильника та швидкого передпідсилювача з часом формування 30 нс вказують на можливість конструювати на їх основі детекторів значно більшої (~ на порядок) чутливості при детектуванні нейтронних потоків.

Відомі детектори швидких нейтронів та їх параметри. Стильбен — це органічний твердий сцинтилятор, який використовується для виявлення швидких нейтронів. Реєстрація заснована на пружному розсіюванні нейтронів на атомах водню в стильбені. Особливістю стильбена є хороша дискримінація за формами імпульсів від нейтронів та гамма. Широке застосування стильбена обмежене ціною та доступністю матеріалу. Однак останнім часом розвиток виробничих процесів збільшив максимальний розмір кристалів сцинтиляторів та знизив ціну [17]. Кристали стильбену виготовляються, наприклад, Inrad Optics [18]. Стандартні пластикові сцинтилятори, які зазвичай використовуються для

виявлення гамма-випромінювань, не підходять для швидкого виявлення нейтронів у програмах ядерної безпеки. Форми імпульсу взаємодії гамма-променів та віддалення протонів від розсіювання швидких нейтронів практично однакові. Таким чином, гамма-і нейтронні сигнали не можна відрізнити один від одного. Однак також доступні пластикові сцинтилятори, спеціально призначені для виявлення швидких нейтронів. Дискримінація форми імпульсу між подіями нейтронів та гамма-променів у цих сцинтиляторах гірша, ніж у стильбена, але все ще достатня для багатьох застосувань. Ці пластикові сцинтилятори можна виготовити значних розмірів. Матеріал, як правило, значно дешевший, ніж стильбен. Пластикові сцинтилятори виробляються, наприклад, Eljen [19] та Saint-Gobain Crystals [20]. Рідкі сцинтилятори — поширений вибір для виявлення швидких нейтронів. Як і у випадку стильбену та пластичних сцинтиляторів, виявлення швидких нейтронів базується на пружному розсіюванні на водню, яке відокремлене від подій гамма-випромінювання дискримінацією за формою імпульсу. Можливість дискримінації форми імпульсу між подіями від нейтронів та гамма-випромінювань порівнянна зі стильбеном [21]. Рідини для сцинтиляторів відносно дешеві. Для задач, що потребують підвищеної спектроскопічної роздільної здатності, необхідні дейтеровані рідкі сцинтилятори [22]. Деякі сцинтилятори також використовуються зі сповільнювачем нейтронів, що дозволяє комбінувати детектування швидких та теплових нейтронів (див. Розділ 3.2.2). Сцинтиляційні рідини виробляються, наприклад, Eljen [19] і Saint-Gobain Crystals [20]. Газові сцинтилятори, в яких через сильне гасіння, однозначне розділення подій нейтронної віддачі та гамма-променевої взаємодії у твердих і рідких сцинтиляторних матеріалах є важким для нейтронів з енергією $< 2 \text{ MeV}$ [23]. Натомість сцинтилятори, наповнені газом, пропонують кращу дискримінацію нейтрон-гамма, особливо для більш повільних нейтронів, з двох причин: по-перше, завдяки значно меншій гальмівній спроможності електронів у газі максимальний вихід сцинтиляційного світла, що утворюється гамма-променями, слабо залежить від енергії гамма-променів; по-друге, через

неефективну рекомбінацію електрон-іонних пар вихід сцинтиляційного світла для гамма-променів та нейтронів подібний. Швидкі детектори нейтронів на основі ^4He під тиском виробляються компанією Arktis [24]. Наступною перевагою ^4He є його відмінна імпульсна дискримінація нейтронів та гамма-променів [25].

1.11 Пошук нових методів детектування. Огляд публікацій

Були розглянуті перспективні роботи за останні роки, що представляють сучасний рівень техніки та відображають новітні підходи до реєстрації швидких нейтронів. Зокрема вивчено інструментальний підхід до експериментів, проаналізовано застосовані теоретичні підходи до пояснення процесів реєстрації відгуку детекторів на ШН, виділено перспективні напрямки у будувannya детекторів ШН.

В роботах Anelli M. [26] підкреслено, що при теоретичному моделюванні детектора швидких нейтронів методами Монте-Карло було помічено зв'язок між порогом реєстрації та ефективністю детектора. Моделювання калориметру проведено в діапазоні енергій 5 – 175 MeV. Була отримана ефективність порядку 40 % – 50 % при заниженні порогу тригера. Показано, що при пониженому порозі спостерігаються лавинні ефекти, які автори пов'язували з непружним розсіянням в структурі калориметру.

В роботі [27] представлено детектори швидких нейтронів на основі кадмію. Робота проведена для вирішення проблеми нестачі нейтронних детекторів, що використовуються в портальних радіаційних моніторах (RPM). Актуальність пояснена кризою у постачанні ^3He . Детектор представлено композитною структурою, що складається з багатьох пластикових сцинтиляторів-кубів розмірами 1x1x20 см, обернутих кадмієм товщиною 0.1 мм. Підкреслено, що одна з причин низької ефективності реєстрації пояснюється тим, що відгук пластикового сцинтилятора для фотонів високих енергій

нейтронів настільки бідний, що поріг дискримінатора не може бути встановленим занадто високим – це призводить до втрат корисних сигналів при ліченні нейтронів. У той же час занижений поріг, котрий допомагає збирати більше корисного сигналу, має негативний ефект супутньої реєстрації фонового гамма випромінювання. Саме тому в роботі використано передпідсилювач власного виготовлення, стала часу інтегрування якого складає 1 мкс. Такий підхід дозволив відділити нейтронне випромінювання від гамма випромінювання. Детектор використовує кадмій для поглинання теплових нейтронів, який призводить до гамма-випромінювання при захопленні теплових нейтронів. Пластиковий сцинтилятор послуговує для сповільнення нейтронів та у якості світловода одночасно. При виборі матеріалів для детектору пропонується звертати уваги на такі параметри: матеріали детектора мають бути з високим перерізом поглинання нейтронів ^{113}Cd , $^{155-157}\text{Gd}$; високий поріг реакцій з нейтронами $> 2 \text{ MeV}$ для мінімізації реєстрації фонового випромінювання; природна поширеність матеріалів. Підкреслено, що конструкція може конкурувати та замінити традиційні детектори на основі ^3He . Ефективність реєстрації 21,66 % була досягнута при об'ємі детектора $40.4 \times 40.4 \times 20 \text{ см}$. Цей детектор реєструє як гамма так і нейтронне випромінювання. Маленький детектор ($20.2 \times 20.2 \times 20 \text{ см}$) продемонстрував частоту хибних спрацювань 3,3% для джерела ^{252}Cf з виходом нейтронів 1841 н/с з відстані 50 см при часі експозицій 15 секунд. Також продемонстровано дуже низьку ($< 0.06\%$) величину хибних спрацювань для джерела ($3,21 \cdot 10^5 \text{ Бк}$) ^{137}Cs . Цей детектор пропонується потенційною заміною ^3He детекторів в системах RPM. Очікувана завантаженість від джерела ^{252}Cf на відстані 200 см становить 3.45 імпульси в секунду, що з запасом перевищує вимоги - 2.5 імп./с в реальних порталних системах RPM. Резюмуючи, цей детектор позиціонується як потенційна альтернатива в системах RPM (радіаційні порталні монітори), що реєструє і нейтрони і гамма випромінювання одночасно.

В патентах [15, 16] представлено спосіб реєстрації швидких нейтронів, що базується на механізмі непружного розсіяння швидких нейтронів в матеріалі

конвертора та включає перетворення каскаду гамма-квантів, утворених в результаті непружного розсіяння в матеріалі конвертора з високим атомним номером, в набір світлових сцинтиляцій. Обробка отриманих сигналів здійснюється шляхом інтегрування із сталою часу не менше 30 мкс, формування лічильних імпульсів проводиться шляхом вибору сигналів в інтервалі енергій 10–300 кеВ.

Результатам представленої дисертації передували наступні дослідження за напрямом створення детекторів швидких нейтронів. В публікаціях [28-36] відображені найбільш важливі роботи з досліджень ефектів перетворення енергії швидкого нейтрона при уповільненні речовиною важкого оксидного сцинтилятора, які б сприяли підвищенню корисної статистики сигналу. Резюмуючи, методика вимірів полягала у спектрометричному методі реєстрації в інтервалі $\tau \sim 30$ мкс, завдяки якому об'єднувалися каскадні відгуки гамма-квантів і вимірювана фізична ефективність реєстрації не перевищувала $\varepsilon < 1$. Геометрія вимірів – тіньова. Перевірялася ідея про те, що шляхи перетворення енергії швидких нейтронів за допомогою реакції непружного розсіяння ($n, n'\gamma$) є значимими і можуть бути реалізовані на користь підвищення ефективності лічення швидких нейтронів. Окрім монокристалічних сцинтиляторів були розроблені і досліджені композитні детектори ZEBRA, у яких з'являється можливість керувати вкладками тих чи інших реакцій за рахунок підбору деяких параметрів, таких, наприклад, як товщина уповільнювача тощо.

Основні результати попередніх робіт:

1) створено та випробувано оригінальний композитний детектор ZEBRA (композит + пластиковий сцинтилятор);

2) на основі аналізу і теоретичної обробки експериментальних результатів підтверджена вагомість наступних вкладів у відгук детектора при уповільненні швидких нейтронів у речовині оксидного сцинтилятора. Головним (стартовим) механізмом в оксидних сцинтиляторах є реакція непружного розсіяння ($n, n'\gamma$)_{in}, переріз $\sigma_{in} \sim 2\text{-}5$ барн. При уповільненні нейтронів у речовині великогабаритних

композитних сцинтиляторів ZWO $\sim 10 \times 10 \times 10$ см, що містять полістироловий уповільнювач, може стати вагомою реакція радіаційного захоплення $(n, \gamma)_{\text{cap}}$, що підтвердили виміри для ZWO-Z та CWO-Z у порівнянні з відгуком монокристалів малого розміру. Результати вимірювання відгуку до швидких нейтронів у спектрометричному режимі ($\tau \sim 30$ мкс) для детекторів CWO-Z, ZWO-Z, BGO-Z ($\sim 10 \times 10 \times 4$ см) підтвердили їх досить високу ефективність реєстрації ($\epsilon \sim 0.45-0.5$), що порівняна з ефективністю монокристалічних детекторів малого розміру ($1 \times 1 \times 1$ см);

3) створено експериментальний зразок радіаційного порталу на основі оксидного сцинтилятора BGO, який працює у режимі лічення ($\tau \sim 1$ мкс) і по чутливості до гамма-квантів зрівнюється зі стандартним порталом на основі полістиролу, але по вазі і габаритам є на порядок меншим.

Пошук шляхів зменшення чутливості детектора до стороннього гамма-випромінювання ($\epsilon_n/\epsilon_\gamma$ відношення) потребує подальших додаткових досліджень. Слід зауважити, що результати вимірів GSO, незважаючи на те, що переріз σ_{res} (Gd) ~ 404 барн був практично таким же, як і у W, були суттєво меншими за величиною (6.6 імп./нейтрон) від ZWO (64 імп./нейтрон) і потребували подальших досліджень.

1.12 Люмінесценція власна та домішкова

Кінцевим продуктом взаємодії радіаційного випромінювання з детектором є емісія світлового спалаху, що реєструється фотодетектором. Існує власний тип люмінесценції та домішковий. Власна люмінесценція (екситонна) пов'язана з процесами рекомбінації у власній ґратці речовини сцинтилятора та має малу інтенсивність при кімнатних температурах. Для підвищення ефективності кристали додатково допують іонами різних домішок-активаторів, наприклад Ti^+ . Активовані іонами домішок (Eu^{2+} , Ce^{3+} , Pr^{3+}) кристали використовуються в якості сцинтиляторів. Інтенсивність світловиходу контролюється концентрацією активаторів. Варто розділяти вклади в ефективність детектора від ядерних

високоенергетичних одночастинкових переходів, збуджуваних в непружному розсіянні (енергія порядку 0.5–2 MeV) і вклади від низькоенергетичних переходів, збуджуваних в резонансному захопленні на брейт-вігнеровських рівнях. Енергія гамма-квантів розрядки яких за рахунок високої густини рівнів в континуумі знаходиться в інтервалі $E_\gamma \sim 0.1$ кеВ до 10-150 кеВ.

Висновки до розділу 1

Створення компактних високочутливих детекторів для систем контролю нейтронного і гамма-нейтронного випромінювання, призначених для боротьби з незаконним транспортуванням радіоактивних матеріалів та матеріалів, що здатні до спонтанного поділу, є актуальним завданням. Раніше в роботах [28-36] було показано, що механізм непружного розсіяння $(n, n'\gamma)_{in}$ може бути використаним для реєстрації швидких нейтронів оксидними сцинтиляторами. Ефективність реєстрації при цьому становила $\sim 0.5-0.6$ для детекторів малих розмірів (~ 1 см³). При цьому час формування сигналів детектора становив одиниці мікросекунд, що обумовлено необхідністю зменшення впливу вторинних каскадних гамма-квантів, що виникають в речовині сцинтилятора та виділення гамма-квантів непружного розсіяння. Досить високий поріг реєстрації ($> 10-20$ кеВ) дає змогу реєструвати, в основному високоенергетичні гамма-кванти ($E \sim 0.5-3$ MeV) з реакції $(n, n' \gamma)$, що виникають при розрядці збуджених одночастинкових станів ядер сцинтиляторів.

Розглянуті результати підтверджували на той час таку можливість вирішення фундаментальної проблеми - створення альтернативи лічильнику ³He на основі детекторів з використанням оксидних сцинтиляторів, що показали вищу ефективність реєстрації по відношенню до швидких нейтронів, на відміну від класичних детекторів, що працюють за принципом сповільнення швидких нейтронів. Порівняльний аналіз існуючих детекторів та розгляд, власне, механізмів, за якими реєструють швидкі нейтрони потребував детальних

дослідів. Було встановлено, що необхідно дослідити зв'язок між сцинтиляційним відгуком, та фізичними процесами, що його породжують; пояснити розвиток у часі продуктів механізмів взаємодії швидких нейтронів з матеріалом детектора, від моменту потрапляння швидкого нейтрона в об'єм детектора до повного сповільнення і радіаційного захоплення; визначити структуру електронного тракту, який необхідно розробити для постановки експерименту з реєстрації відгуку низькоенергетичних процесів, що супроводжуються реалізацією механізмів взаємодії швидких нейтронів з об'ємом сцинтилятора.

РОЗДІЛ 2

ТЕОРЕТИЧНА ЧАСТИНА

Створення компактних високочутливих детекторів для систем контролю нейтронного і гамма-нейтронного випромінення, для боротьби з незаконним транспортуванням радіоактивних матеріалів є актуальною задачею. Раніше в роботах [28-36] було показано, що механізм непружного розсіяння $(n, n'\gamma)_{in}$ може бути використаний для реєстрації швидких нейтронів детекторами на основі важких оксидних сцинтиляторів. Ефективність реєстрації при цьому становила ~ 0.5 для детекторів малих розмірів ($\sim 10 \times 10 \times 10$ мм). При цьому реєструвалися сигнали, тривалість яких (стала часу інтегрування) знаходилась в мікросекундному діапазоні. Це було обумовлено необхідністю зменшити вплив вторинних каскадних гамма-квантів, що виникають в речовині сцинтилятора. Реєстрація імпульсів відгуку в мікросекундних діапазоні дозволила реєструвати лише суммарний відгук високоенергетичних ($> 20 - 30$ кеВ) гамма-квантів з реакції непружного розсіяння швидких нейтронів $(n, n'\gamma)$, що виникають при розрядці збуджених одночастинкових і колективних станів середніх і важких ядер сцинтиляторів. Тому нами було запропоновано [6] для збільшення чутливості детектора швидких нейтронів використовувати каскади гамма-квантів, що генеруються не тільки в реакції непружного розсіювання, але і в реакціях резонансного і радіаційного захоплення [6, 7].

Швидкі нейтрони $^{239}\text{Pu-Be}$ джерела з максимальною енергією $E \leq 10$ МеВ в процесі розсіювання і уповільнення в речовині оксидного сцинтилятора з лінійними розмірами $\sim 40-50$ мм і більше в реакціях непружного і резонансного розсіювання $n + A \rightarrow (A + 1)^* \rightarrow A + n' + \gamma$, радіаційного захоплення $n + A \rightarrow (A + 1)^* \rightarrow A + \gamma$ проходять три енергетичних області: область непружного розсіяння в реакції $(n, n'\gamma)_{in}$ (~ 10 МеВ - 100 кеВ), область резонансного розсіяння $(n, n'\gamma)_{res}$ та захоплення $(n, \gamma)_{res}$ (100 кеВ - 100 еВ) і область радіаційного

захоплення (100 еВ - 0.025 кеВ). У цих реакціях збуджуються стани компаунд-ядер ($A + 1$) з часом існування $\sim 10^{-14}$ с - 10^{-12} с, стани кінцевих ядер (A) з часом існування від одиниць пікосекунд до десятків мікросекунд, а також можуть народжуватися затримані у часі гамма-кванти γ_{del} , обумовлені блуканнями вторинних нейтронів з реакцій розсіювання $(n, n' \gamma)_{in}$ і $(n, n' \gamma)_{res}$ в речовині сцинтилятора. Таким чином, відгук детектора на одну вхідну частинку (тобто швидкий нейтрон) являє собою суміш гамма-квантів і проміжних нейтронів, тому число зареєстрованих вторинних частинок (тобто гамма-квантів) детектором, може значно перевищувати 1.

Оскільки ядра, що входять до складу оксидних сцинтиляторів (W, Gd, Zn) мають значні величини перерізу взаємодії в резонансній області, ~ 50 - 500 барн, у той час як значення перерізу в непружній області складають одиниці барн (~ 2 - 3 барна), то реєстрація гамма-квантів, пов'язаних з цими процесами, може істотно збільшити статистику подій, що припадають на один вхідний нейтрон і, як наслідок, підвищують ефективність реєстрації нейтронів. Такі процеси мають незначну енергію розрядки в інтервалі від одиниць еВ до сотень кеВ і час існування, що лежать в інтервалі $\tau \sim 10^{-14}$ с - 10^{-5} с.

Таким чином, в реакції непружного розсіяння $(n, n' \gamma)_{in}$, $n + A \rightarrow (A + 1)^* \rightarrow A + n' + \gamma$, нейтрон, що вилетів із ядра, має істотно меншу в порівнянні з початковою енергію, що істотно підвищує надалі ймовірність реакції резонансного захоплення $(n, n' \gamma)_{res}$ в області $\Delta E \sim 1$ -100 кеВ та формування повторно вже нового компаунд-ядра $(A + 1)^*$. Зауважимо, що повторне утворення компаунд-ядра відбувається через проміжки часу порядку 1-10 нс для оксидних сцинтиляторів товщиною 4-5 см та обумовлене затримкою у часі нейтрона, який уповільнюється на легких ядрах сцинтилятора, таких, наприклад, як кисень О.

Генерація високоенергетичних гамма-квантів з реакції $(n, n' \gamma)_{in}$ здійснюється, в основному, кінцевим ядром (A^*).

Проміжне компаунд-ядро ($A + 1$), будучи високозбудженим і маючи високу щільність рівнів, випромінює, в основному, досить низькоенергетичні фотони, енергія яких міститься в інтервалі від долей еВ до одиниць кеВ. Також експериментально спостерігається [1] значний вихід миттєвих каскадних гамма-квантів середніх енергій, що припадають на один нейтрон ($\sim 50\text{--}80$ і більше) розрядки збуджених станів компаунд-ядер ($A + 1$), що утворюються в реакціях $(n, n' \gamma)_{\text{res}}$ і $(n, n' \gamma)_{\text{cap}}$.

Генерація високоенергетичних гамма-квантів у реакції $(n, n' \gamma)_{\text{in}}$ здійснюється, кінцевим ядром (A^*). Проміжне компаунд-ядро ($A + 1$) отримує середню енергію збудження $\sim S_n + E_{n_kin}$ і, після вильоту нейтрона, що зменшує енергію ядра на величину S_n , перетворюється в кінцеве ядро з енергією збудження, рівній кінетичної енергії налітаючого нейтрона. Кінцеве ядро випромінює, в основному, досить високоенергетичні фотони, які впевнено реєструються електронним трактом.

Також експериментально можуть спостерігатися миттєві каскадні гамма-кванти дуже малих енергій, при розрядці збуджених станів компаунд-ядер ($A + 1$), що утворюються в реакції $(n, n' \gamma)_{\text{in}}$. Енергія цих гамма-квантів близька до шумового порогу тракту, кількість їх, є дуже незначною і може бути зареєстрована лише при дуже малих рівнях збудження кінцевого ядра, коли щільність ядерних рівнів стає низькою (збільшується енергія зняття збудження).

У разі захоплення нейтронів в резонансній області в реакції розсіяння $(n, n' \gamma)_{\text{res}}$ високозбуджені стани (6-8 МеВ) компаунд - ядер ($A + 1$) випромінюють каскади миттєвих гамма-квантів дуже малих енергій, оскільки при високих рівнях збуджень щільність рівнів компаунд-ядер велика. Хоча енергія збудження кінцевого ядра при резонансному розсіянні є незначною, $\sim 1\text{--}10$ кеВ і менше, при цьому щільність ядерних рівнів істотно нижче, ніж для випадку високоенергетичних збуджень, відстані між рівнями в такому випадку можуть становити $\sim 1\text{--}10$ кеВ і більше. Отже, в реакції розсіяння $(n, n' \gamma)_{\text{res}}$ також слід

очікувати прояв низькоенергетичних гамма-квантів розрядки станів кінцевих ядер, які можуть бути зареєстровані лише при наявності чутливої відповідної апаратури.

Проведений аналіз нейтронних ядерних реакцій на основі термодинамічної моделі [7, 8] дозволив оцінити середню енергію збудження складених і кінцевих ядер, що входять до складу оксидних сцинтиляторів, уточнити енергію вторинних нейтронів. Також оцінювалася щільність рівнів і відстаней між ними при малих енергіях збудження кінцевих ядер. Ці оцінки підтверджують експериментальні результати, що вказують на існування гамма-квантів малих енергій ($\sim 0.1 - 30$ кеВ), що виникають в переходах середніх компаунд-ядер і кінцевих ядер. Крім того, на основі аналізу експериментальних даних з реакцій $(n, n' \gamma)_{in}$, $(n, n' \gamma)_{res} + (n, \gamma)_{res}$ і $(n, \gamma)_{cap}$ на ядрах сцинтиляторів були уточнені кількості виходу вторинних гамма-квантів (множинність), що продукуються в цих реакціях, як відгук, на один первинний вхідний нейтрон.

Таким чином, реакція непружного розсіяння є відправною точкою, яка запускає каскадний процес утворення і розпаду збуджених станів ядер в досліджуваних кристалах. В процесі уповільнення непружного нейтрона, що вилітає з реакції $(n, n' \gamma)$ у досить протяжному оксидному сцинтиляторі, крім миттєвих гамма-квантів зі складеного ядра $(A + 1, Z)$, мають місце затримані гамма-кванти з дочірнього ядра (A, Z) з реакції $(n, n' \gamma)$ (на 1 вхідний нейтрон - кілька сотень і більше гамма-квантів) з енергією від одиниць МеВ до десятка кеВ, відповідно. Фактично ланцюжок генетично пов'язаних у часі продуктів із досліджуваних процесів породжує збуджені ядерні стани, при цьому затримка в часі виникнення вторинних гамма-квантів визначається як часом проходження вторинних нейтронів через сцинтилятор, так і часом існування самих збуджених ядерних станів. Затримка відгуку детектора від блукаючих в кристалі вторинних нейтронів та нейтронів з вторинних реакцій резонансного захоплення може

сприяти кількісному збільшенню числа сигналів зареєстрованих детектором, що припадають на один вхідний нейтрон.

У порівнянні з гамма-квантами, що продукуються непружним розсіянням з реакції $(n, n'\gamma)_{in}$ каскадні гамма-кванти з реакції резонансного розсіяння і захоплення $(n, n'\gamma)_{res}$ і радіаційного $(n, \gamma)_{cap}$ захоплення мають енергію від долей кеВ до десятка кеВ ($\sim 0.1 - 30$ кеВ), тому їх реєстрація вимагає відповідного експериментального обладнання (особливо чутливого передпідсилювача). Ці гамма-кванти утворюють генетично пов'язані ланцюжки сигналів, які можуть збільшувати статистику подій, породжуваних первинним швидким нейтроном у сцинтиляторі. Практично час існування збуджених станів знаходиться в інтервалі від одиниць наносекунд до десятків мікросекунд. При наявності відповідного малoshумного широкосмугового тракту з великим коефіцієнтом підсилення, що дозволяє ефективно реєструвати як низькоенергетичні гамма-кванти розрядки ядерних станів з малими часами існування, так і гамма-кванти, що народжуються в захопленнях нейтронів, що сповільнюються, слід очікувати підвищення лічильної ефективності реєстрації та, відповідно, чутливості нейтронного детектора.

2.1 Методи дослідження

Зроблено припущення, що генетичний зв'язок продуктів реакцій взаємодії нейтронів з речовиною (гамма-кванти, вторинні нейтрони, протони віддачі) істотно збільшить статистику подій, що припадають на один вхідний нейтрон і, як наслідок, підвищить ефективність реєстрації швидких нейтронів. У зв'язку з широким інтервалом втрат енергій нейтронів в матеріалі сцинтилятора ($10 \text{ MeV} \div 0.025 \text{ eV}$), обумовленого процесом уповільнення, необхідно було дослідити ефективність продукування гамма-квантів в залежності від ядерного складу сцинтиляторів, що в свою чергу відрізняється перерізом взаємодії нейтронів в різних областях енергій. Наприклад, було виявлено, що при

практично однакових перерізах в резонансній області для ядер W і Gd (порядку 400 барн) лічильна ефективність ZWO виявилася істотно вище, ніж для GSO, що неможливо було пояснити добавкою Zn (~ 2.54 барн). Також суттєво різнилися ефективності, виміряні в широкосмуговому (1-фотонному, 7 нс) режимі та спектрометричному (7 нс + 1 мкс) режимі, що можна пояснити пригніченням миттєвих каскадних гамма-квантів з реакції резонансного захоплення, зареєстрованих в спектрометричному режимі.

Для виділення вкладів різних механізмів взаємодії швидких нейтронів в ефективність реєстрації сцинтиляторів використовувалися одиниці лічильної ефективності - імпульс/частинку.

Порівняльне дослідження відгуку оксидних сцинтиляторів з різним ядерним складом (ZWO, BGO, GSO і CWO) в режимах інтегрування миттєвих гамма-сигналів відгуку (спектрометричний режим) і в широкосмуговому режимі (однофотонний режим) дозволило виділити вклади гамма-квантів з реакцій непружного розсіяння $(n, n' \gamma)_{in}$, резонансного розсіяння та захоплення $(n, n' \gamma)_{res} + (n, \gamma)_{res}$ і радіаційного захоплення $(n, \gamma)_{cap}$.

2.2 Механізми реєстрації

На Рис. 2.2.1 схематично представлені три основні механізми взаємодії швидких нейтронів з ядрами оксидних сцинтиляторів – непружне розсіювання $(n, n' \gamma)_{in}$, резонансне захоплення $(n, \gamma)_{res}$ та розсіяння $(n, n' \gamma)_{res}$ і радіаційне захоплення $(n, \gamma)_{cap}$. Як видно з рисунку, в генеруванні каскадних гамма-квантів беруть участь як компаунд-ядра ($A + 1$), так і кінцеві ядра (A) сцинтилятора. Крім цього, вторинні нейтрони з реакцій $(n, n' \gamma)_{in}$ і $(n, n' \gamma)_{res}$ можуть повторно вступати у взаємодії і служити додатковим джерелом вторинних гамма-квантів, збільшуючи таким чином корисну статистику гамма-квантів, що породжуються первинним нейтроном.

В роботі зроблено припущення, що використання генетичного зв'язку продуктів реакцій взаємодії швидких нейтронів з речовиною сцинтилятора

(гамма-кванти, вторинні нейтрони, протони віддачі) може істотно збільшити статистику подій (вторинних гамма-квантів), що припадають на один вхідний нейтрон і, як наслідок, підвищити ефективність реєстрації нейтронів. Особливо продуктивною передбачалася реакція резонансного захоплення, тому що нейтрони з реакції $(n, n'\gamma)_{in}$ після уповільнення могли потрапити в резонансну область і повторно збуджувати компаунд-ядра, що генерують каскади гамма-квантів в широкому енергетичному інтервалі, від сотень кеВ до одиниць еВ і менше. У зв'язку з широким інтервалом енергій нейтронів, що сповільнюються в матеріалі сцинтилятора ($10 \text{ MeV} \div 0.025 \text{ eV}$) та суттєво різними перерізами взаємодії нейтронів в різних областях енергій, необхідно було дослідити ефективність генерації каскадних гамма-квантів в залежності від ядерного складу сцинтиляторів, тобто виділити вклади механізмів взаємодії (продуктів реакцій) в ефективність реєстрації. Нами виявлено, що при близьких перерізах в резонансної області для ядер W і Gd (близько 400 б) лічильна ефективність ZWO виявилася істотно вище, ніж для GSO, що не можна було пояснити добавкою гамма-квантів ядер Zn. Тобто знання величини перерізу резонансного захоплення не є достатнім для оцінки ефективності реєстрації швидких нейтронів тим чи іншим сцинтилятором. Щоб виявити вклади в ефективність до нейтронам оксидних сцинтиляторів з різним ядерним складом, було запропоновано, крім методу підміни сцинтиляторів (наприклад, порівняння відгуків GSO і ZWO), використовувати метод часової фільтрації сигналів (метод відбору за формою імпульса) для виділення одиничних гамма-квантів і каскадних гамма-квантів.

Наприклад, тільки із порівняння сукупності параметрів - перерізи σ_{res} , верхня межа резонансів - ΔE_{res} , кількість збуджених станів ядер (каскадність, множинність) для BGO ($\varepsilon_n = 19.3$) \rightarrow GSO ($\varepsilon_n = 36.5$) \rightarrow ZWO ($\varepsilon_n = 752$) стало можливим виявлення ролі середніх ядер Zn та пояснило низьку залежність ефективності від величини резонансного перерізу важких ядер Gd та W: BGO: $\Delta E(Ge) \sim 30 \text{ кеВ}$; GSO: $\Delta E(Gd) \sim 8 \text{ кеВ}$; ZWO: $\Delta E(W) \sim 5 \text{ кеВ}$, $\Delta E(Zn) \sim 150 \text{ кеВ}$

(600 keV – для реакції розсіяння)). BGO: $\sigma_{\text{res}}(\text{Ge}) \sim 5.9$ б; GSO: $\sigma_{\text{res}}(\text{Gd}) \sim 404$ б; ZWO: $\sigma_{\text{res}}(\text{W}) \sim 355$ б; $\sigma_{\text{res}}(\text{Zn}) \sim 2.5$ б. BGO: $\rho(\text{Ge}) \sim 538$ MeB⁻¹; GSO: $\rho(\text{Gd}) \sim 20000$ MeB⁻¹; ZWO: $\rho(\text{W}) \sim 23825$ MeB⁻¹; $\rho(\text{Zn}) \sim 230$ MeB⁻¹).

Порівняльне дослідження в двох режимах - режимі об'єднання миттєвих гамма-сигналів відгуку (постійна часу інтегрування $\tau = 1$ мкс) і в широкосмуговому режимі ($\tau = 7$ нс) дозволило виділити вклади гамма-квантів з реакцій непружного розсіяння $(n, n'\gamma)_{\text{in}}$, резонансного розсіяння $(n, n'\gamma)_{\text{res}}$ та захоплення $(n, \gamma)_{\text{res}}$ і радіаційного захоплення $(n, \gamma)_{\text{cap}}$ (див. Рис. 2.1).

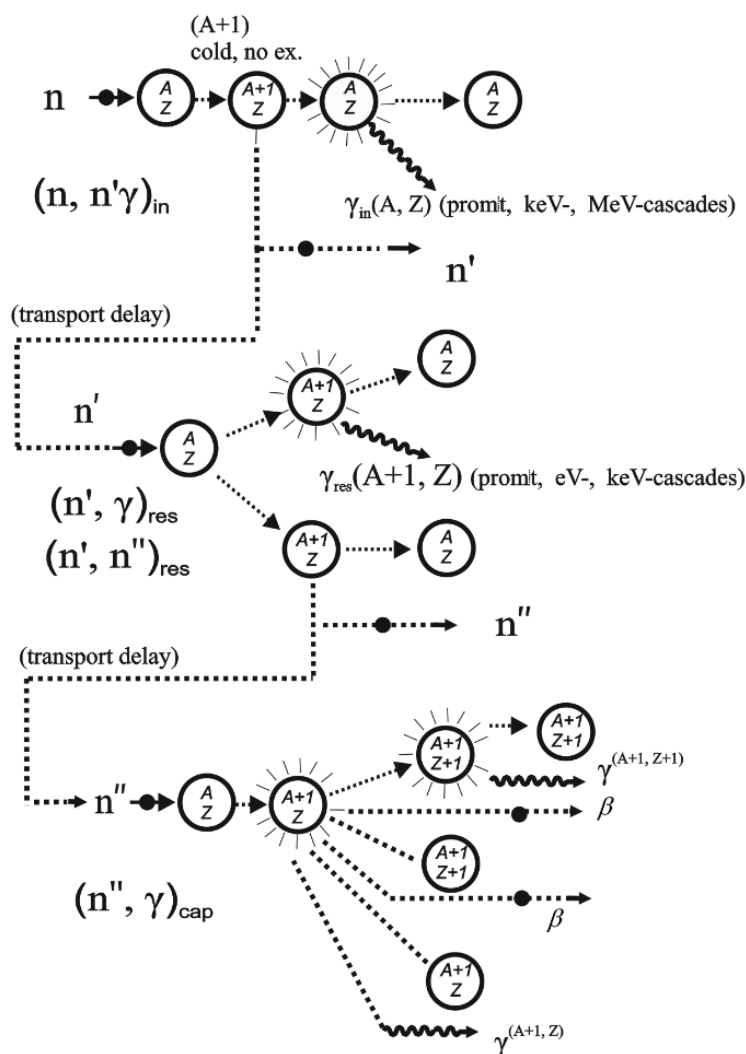


Рис. 2.1 Процеси породження гамма-квантів та вторинних нейтронів в непружному розсіянні $(n, n'\gamma)_{\text{in}}$, резонансному розсіянні $(n, n'\gamma)_{\text{res}}$, резонансному $(n, \gamma)_{\text{res}}$ та радіаційному захопленні $(n, \gamma)_{\text{cap}}$ швидких нейтронів Pu-Be джерела з ядрами сцинтилятора

На Рисунку 2.2 представлені енергетичні діаграми, що ілюструють народження каскадних гамма-квантів і вторинних нейтронів у непружному розсіянні $(n, n' \gamma)_{in}$ в Zn - 2.2.2 (a), W - 2.2.2 (c); в резонансному і радіаційному захопленні $(n, \gamma)_{res, cap}$ в Zn 2.2.2 (b), W - 2.2.2 (d) швидких нейтронів джерела $^{239}\text{Pu-Be}$. Ці діаграми побудовані на основі оцінок згідно термодинамічної моделі ядра і узгоджуються з розрахунками вкладів каскадних гамма-квантів з важких ядер (W) в порівнянні з середніми по масі ядрами (Cu) [39].

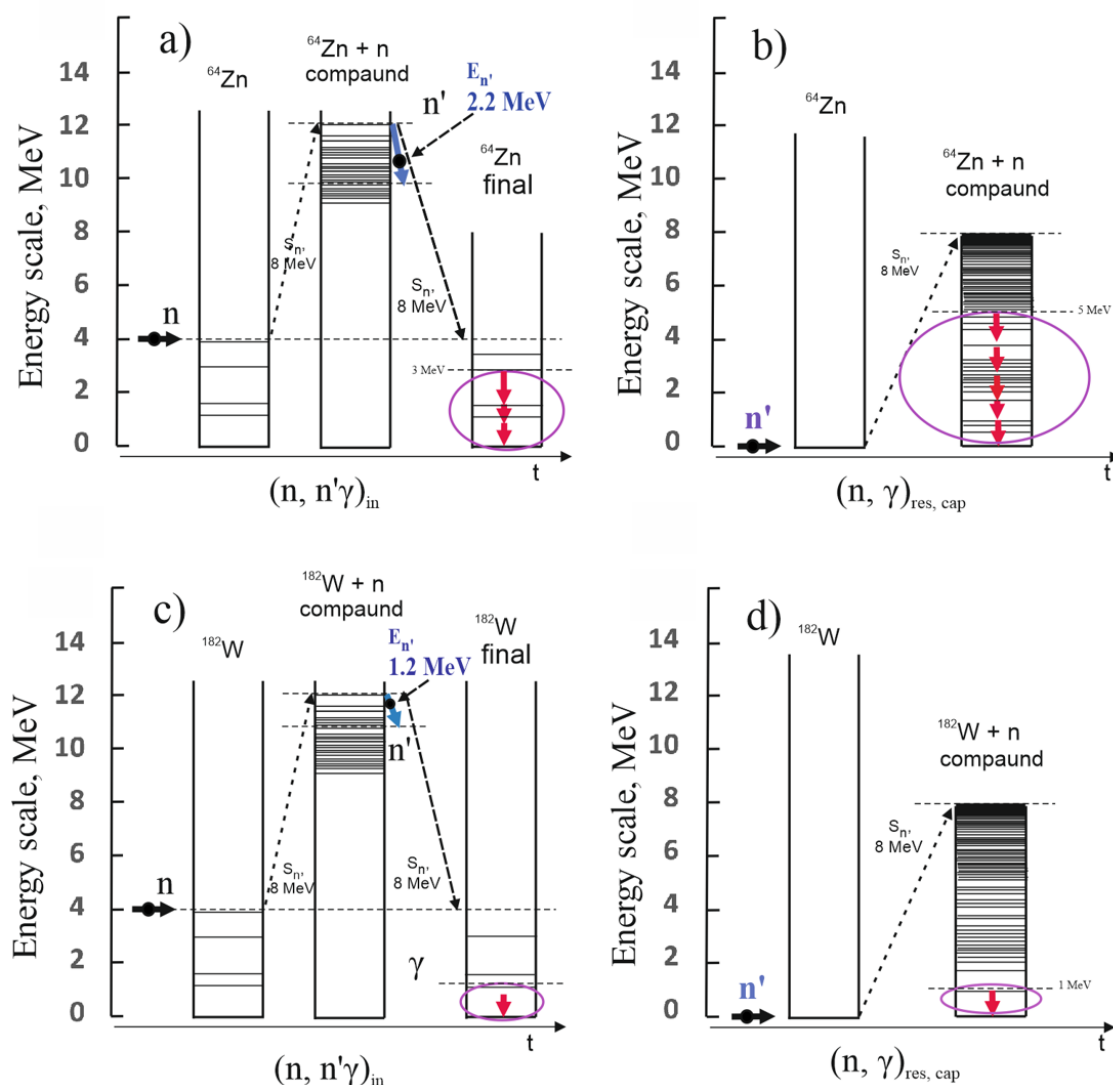


Рис. 2.2 Енергетичні діаграми механізмів продукування каскадних гамма-квантів та вторинних нейтронів:

а) непружне розсіяння $(n, n' \gamma)_{in}$ на Zn, с) непружне розсіяння $(n, n' \gamma)_{in}$ на W,

- b) резонансному $(n, \gamma)_{\text{res}}$ та радіаційному захопленні $(n, \gamma)_{\text{cap}}$ на Zn,
 d) резонансному $(n, \gamma)_{\text{res}}$ та радіаційному захопленні $(n, \gamma)_{\text{cap}}$ на W. Еліпсом виділені області рівнів, в яких генеруються каскадні гамма-кванти з енергією від 0.1 кеВ і більше (див. Табл. 2)

Згідно з оцінками по термодинамічній моделі ядра, низькоенергетичні каскадні гамма-кванти з переходів між високозбудженими станами компаунд-ядер, які можна експериментально зареєструвати при резонансному захопленні середніх ядер (Zn), з'являються в основному з рівнів з енергією $E < 5$ MeV. Енергія 5 MeV є порогом, вище якого енергія переходів (~ 0.1 кеВ) стає недостатньою для збудження молекул сцинтилятора [40]. Для важких ядер (W) поріг реєстрації складає ~ 1 MeV, що значно нижче, ніж для Zn ($E < 5$ MeV).

Саме тому, в зв'язку з більш широкою областю генерування каскадних гамма-квантів в середніх ядрах ($E < 5$ MeV) можна припустити, що ядра середньої атомної ваги дають більший внесок в лічильну ефективність детектора в порівнянні з важкими ядрами при реєстрації швидких нейтронів.

У Таблиці 2.1 наведені перерізи реакцій $(n, n'\gamma)_{\text{in}}$, $(n, \gamma)_{\text{res}}$ і $(n, \gamma)_{\text{cap}}$ [41 - 43] для ядер, що входять до складу сцинтиляторів BGO, CWO, GSO, ZWO. На Рис. 2.1 схематично представлені енергетичні діаграми породження механізмів гамма-квантів та вторинних нейтронів в непружному розсіянні Рис. 2.1 (а), $(n, n'\gamma)_{\text{in}}$, резонансному та радіаційному захопленні $(n, \gamma)_{\text{res, cap}}$ (b) при взаємодії швидких нейтронів із матеріалом сцинтилятора. У Табл. 2.1 наведені перерізи реакцій непружного розсіювання $(n, n' \gamma)_{\text{in}}$, резонансного захоплення $(n, n' \gamma)_{\text{res}}$ і радіаційного захоплення в тепловій області $(n, \gamma)_{\text{cap}}$ [41 - 43] з розрахунку для ядер природної ізотопної суміші, що входять до складу досліджених оксидних сцинтиляторів.

Таблиця 2.1

Перерізи нейтронних реакцій $(n, n'\gamma)_{in}$, $(n, n'\gamma)_{res}$, $(n, \gamma)_{res}$, $(n, \gamma)_{cap}$ для ядер природної ізотопної суміші (-nat), що входять до складу сцинтиляторів BGO, CWO, GSO, ZWO

	0.0253 eB, (b) $(n, \gamma)_{cap}$	0.5 eB-10 MeB, (b) $(n, \gamma)_{res}$	14 MeB, (b) $(n, n'\gamma)$	Поріг, кеВ $(n, n'\gamma)$
(A)	(A+1)	(A+1)	(A)	
$^{48}\text{Cd-nat}$	2468	66.59	0.4163	247.6
$^{74}\text{W-nat}$	18.15	355.1	0.4281	46.7
$^{30}\text{Zn-nat}$	1.062	2.539	0.6192	94.7
$^{83}\text{Bi-nat}$	$34.21 \cdot 10^{-3}$	$171.5 \cdot 10^{-3}$	0.3611	900.7
$^{32}\text{Ge-nat}$	2.217	5.997	0.5655	-
$^{64}\text{Gd-nat}$	48630	404.1	0.6516	54.88

Із модельних розрахунків та Рис. 2.2 можна відзначити, що ядро Zn більш продуктивне з точки зору реєстрації низькоенергетичних гамма-квантів із високоезбуджених станів. Для реалізації методу потрібен високочутливий тракт, що працює в 1-фотонному режимі з порогом реєстрації ~ 0.1 кеВ.

Незважаючи на те, що до складу GSO входить Gd, що має значний переріз в резонансній області (404.1 б), лічильна ефективність для GSO виявилася невисокою - 22.2 імп./нейтрон в порівнянні з ZWO (572 імп./нейтрон), що містить ядра W, які мають практично таке ж переріз резонансного поглинання (355.1 б) і близьке значення межі резонансної області, $\sim 8-10$ кеВ. Пояснення цього факту потребувало залучення даних не тільки про величини перерізів резонансної області, але також даних про щільності ядерних рівнів компаунд ядер, величини верхньої межі енергетичних інтервалів резонансної зони ядер. На Рис. 2.3, Рис. 2.4 представлені залежності резонансних перерізів реакції резонансного захоплення $A(n, \gamma)_{res}(A+1)$ від енергії для ядер Zn-64, W-182, яка продукує

каскадні низькоенергетичні гамма-кванти з високоезбуджених станів компаунд-ядер, що входять до складу ZWO, CWO.

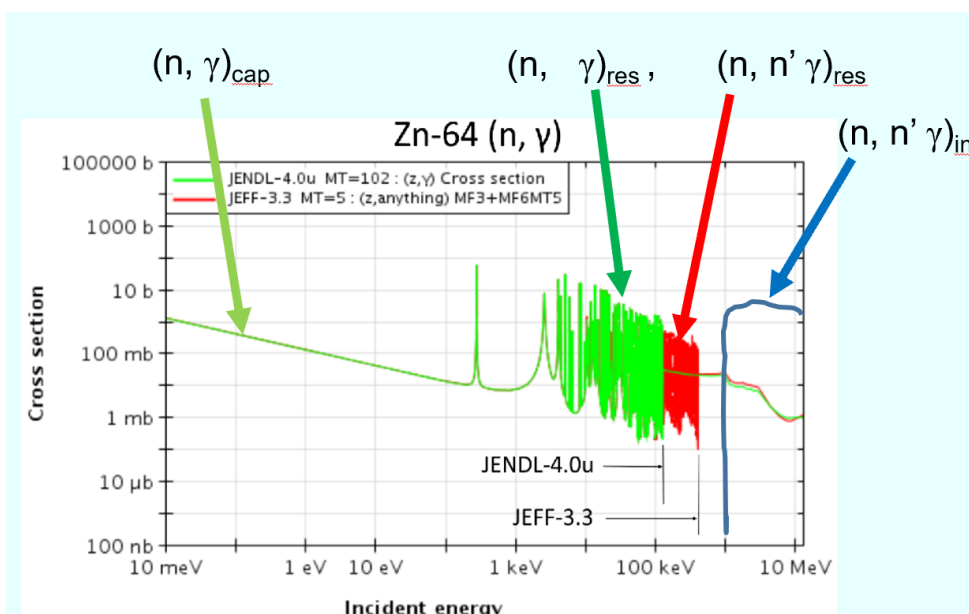


Рис. 2.3 Енергетична залежність усереднених нейтронних перерізів на ядрах Zn-64 (реакція $(n, \gamma)_{\text{res}} + (n, \gamma)_{\text{cap}}$ - штрих-пунктир) [42, 43]

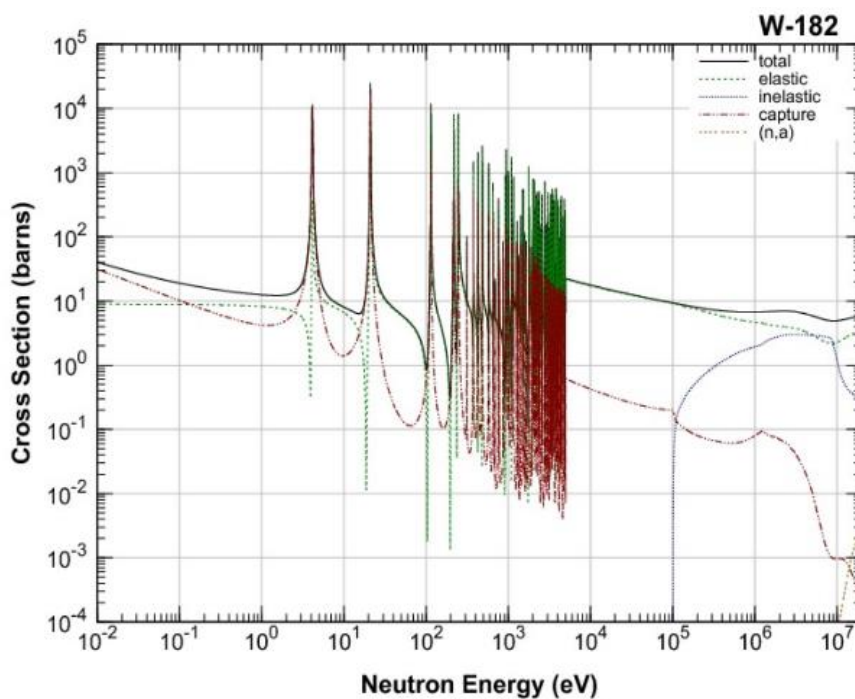


Рис. 2.4 Енергетична залежність усереднених нейтронних перерізів на ядрах W-182 (реакція $(n, \gamma)_{\text{res}} + (n, \gamma)_{\text{cap}}$ - штрих-пунктир) [42, 43]

Верхня межа резонансної області, яка містить резонанси з високим значенням перерізу захоплення для Zn становить ~ 150 кеВ (~ 600 кеВ для перерізу розсіяння), для W ~ 8 кеВ, для Gd і Cd ~ 5 кеВ. Таким чином, на ймовірність захоплення нейтронів може впливати як величина перерізу, так і ширина енергетичного інтервалу резонансної області. Але, оскільки вимірювання ефективності проводилися в однофотонному режимі, можна припустити, що головну роль відіграє кількість рівнів, що випускають гамма-кванти, які можна представити як добуток щільності рівнів на енергетичну ширину резонансної зони захоплення.

Зауважимо, що в експериментах із сцинтиляторами малих розмірів ($\sim 1 \times 1 \times 1$ см) при сповільненні нейтронів їх енергія не встигає досягти резонансної області ($E_n \sim 150-600$ кеВ). Переріз збудження ядер з вильотом вторинних гамма-квантів в реакціях непружного розсіяння $(n, n' \gamma)_{in}$ при енергіях нейтронів близько 1 - 10 МеВ є досить незначним - $\sigma_{in} \sim 2-3$ б. Тому, ефективність реєстрації детектором з використанням непружного розсіяння є невеликою, $\sim 0.4 - 0.5$. Це також підтверджується нашими ранніми експериментами із сцинтиляторами малих розмірів ($\sim 1 \times 1 \times 1$ см) [33].

Для вивчення ефективності з використанням реакції резонансного захоплення знадобилися сцинтилятори розміром $\sim 40 \times 40 \times 40$ мм і більше, при цьому ефективність реєстрації в спектрометричному режимі (1 - 30 мкс) завдяки пригніченню резонансних відгуків збігається з ефективністю, отриманою для малорозмірних сцинтиляторів ($1 \times 1 \times 1$ см) і не перевищує 1 на один вхідний нейтрон. Нами було зроблено припущення, що саме резонансні гамма-кванти з верхніх енергетичних рівнів, що мають малу енергію, можуть давати додатковий внесок в ефективність реєстрації швидких нейтронів.

2.3 Каскадний ефект

У прямій реакції непружного розсіяння $(n, n'\gamma)_{in}$ на ядрах сцинтиляторів при малих енергіях нейтронів в основному реєструються гамма-кванти розрядки нижніх рівнів збуджених станів кінцевих ядер (А). Це викликано тим, що в прямій реакції максимально заселяються нижні енергетичні рівні, тому що вторинний нейтрон забирає практично всю енергію збудження з компаунд-ядра. Щільність збуджуваних рівнів в кінцевих ядрах при малих і середніх енергіях збудження є низькою ($D \sim 0.1-10$), отже, ймовірність реєстрації гамма-квантів при використанні широкосмугового тракту (однофотонний режим) може перевищувати, перевищує в експериментах 1.

Результати експериментів з оксидними сцинтиляторами в режимі $\tau \sim 1$ мкс [44] дають незначну величину лічильної ефективності - від 0.5 - 0.6 імп./нейтрон для малорозмірних ($d \sim 1$ см) сцинтиляторів, до 3 імп./нейтрон для розмірів ~ 4 см. Ці значення узгоджуються з величинами множинності вторинних гамма-квантів ($N_\gamma \sim 3 - 5$ імп./нейтрон) в реакціях непружного розсіяння $(n, n'\gamma)_{in}$ [2]. Таким чином, фільтрація сигналу детектора в режимі $\tau \sim 1$ мкс дозволяє виділити внесок механізму непружного розсіяння. В реакції $(n, n'\gamma)_{in}$ при енергіях нейтронів близьких до порогу в основному реєструються в режимі $\tau \sim 7$ нс гамма-кванти розрядки низьколежачих збуджених станів кінцевих ядер (А). Це викликано тим, що в реакції максимально заселяються низьколежачих рівні, тому що вторинний нейтрон забирає практично всю енергію збудження з компаунд-ядра. Оцінка щільності рівнів при малих енергіях збудження кінцевих ядер ($E \sim 1-4$ MeV) дає значення - $D \sim 9$ кеВ - 0.1 кеВ для середніх ядер (Zn) і $D \sim 0.1$ кеВ для важких ядер (W) (див. Табл. 2), що вказує на можливість реєстрації каскадних гамма-квантів, завдяки яким ефективність реєстрації в режимі $\tau \sim 1$ мкс може перевищувати 1. При зростанні енергії збудження кінцевих ядер до 10 MeV, незважаючи на експоненціальний спад потоку нейтронів джерела, каскадне заселення високозбуджених рівнів, що дають низькоенергетичні гамма-кванти, стає домінуючим, що підтверджується нашими експериментами, в яких

множинність помітно відрізняється від 1 (наприклад, для ZWO великих розмірів в режимі $\tau \sim 1$ мкс $\epsilon \sim 3.1$ імп./нейтр. Таким чином, результати вимірювань в режимі $\tau \sim 1$ мкс, тобто для реакції $(n, n'\gamma)_{in}$ узгоджуються з даними по гамма-множинності $N\gamma$ з робіт [2, 45-47] і результатами оцінки по термодинамічній моделі ядра. В реакції $(n, n'\gamma)_{in}$ на важких ядрах (див. Табл. 2.2), наприклад W, для кінцевих ядер щільність рівнів при високих енергіях збудження кінцевих ядер (~ 5 MeV) істотно вище ($D \sim 8 \cdot 10^{-6}$ кеВ, див. Табл. 2.2), ніж для середніх ядер ($D \sim 0.1$ кеВ) тому миттєві гамма-кванти переходів кінцевих важких ядер мають дуже малу енергію, яка лежить за межею чутливості тракту (~ 0.1 кеВ). При слабкому збудженні важких кінцевих ядер (A) в реакціях $(n, n'\gamma)_{in}$ (1 MeV) щільність рівнів є незначною - $D \sim 0.08$ кеВ. Як наслідок, енергія гамма-квантів з переходів буде достатньою для впевненої реєстрації в однофотонному лічильному режимі. Таким чином, в цілому, реакції на середніх по масі ядрах, наприклад, на Zn мають більш високу гамма-множинність $N\gamma$, ніж для важких ядер (W), що узгоджується з нашими експериментальними даними і даними роботи [39], оцінками за термодинамічною моделлю [37, 38].

В реакціях з нейтронами експериментально спостерігаються чотири типи спектрів: 1) Монолінії з енергією, що дорівнює енергії зв'язку нейтрона, якщо збуджене ядро, випустивши гамма-квант, залишається в основному стані; 2) каскади гамма-квантів з дискретними, розділеними по енергії рівнями (Si); 3) каскади гамма-квантів, що перекриваються в низькоенергетичній області, але все ще розділені в високоенергетичній області (Zn); 4) у міру збільшення атомної ваги в області 1.5-3.5 MeV з'являється широкий бамп, який формується гамма-квантами з високозбуджених станів компаунд-ядра, що перекриваються [46].

Оксидні сцинтилятори, що містять середні ядра, при збудженні швидкими нейтронами мають підвищену ефективність реєстрації за рахунок вкладу переходів в області енергій 1-5 MeV, в якій поява гамма-квантів узгоджується з нашими оцінками (див. Таблиця 2.2, Zn).

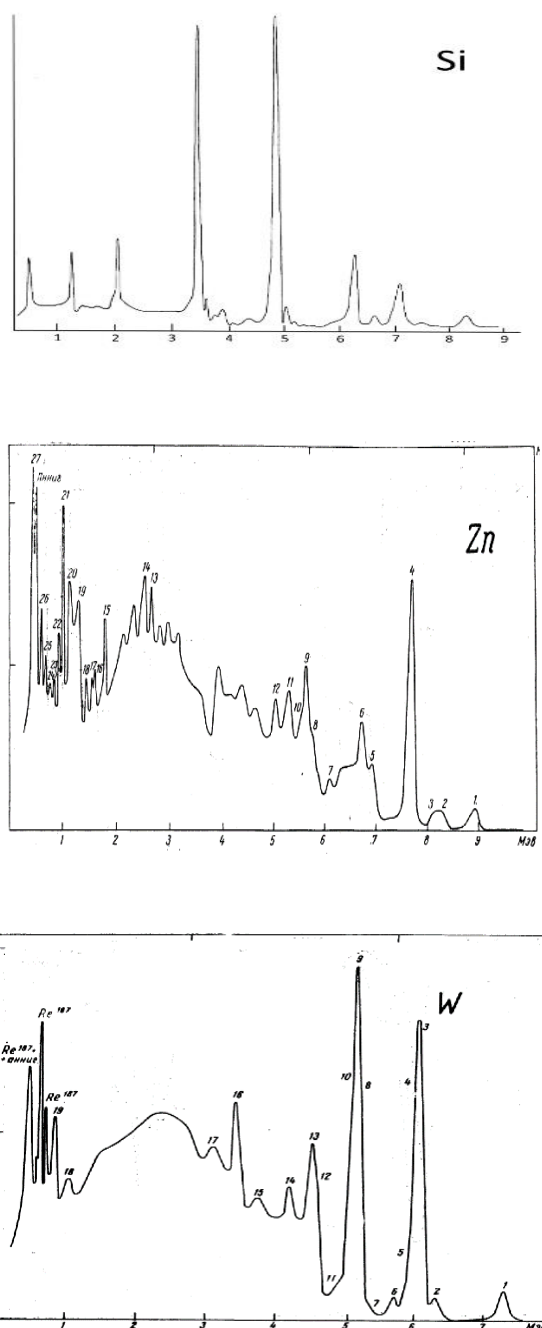


Рис. 2.5 Типи спектрів, що спостерігаються при взаємодії швидких нейтронів на ядрах різної атомної маси. В області 1.5-3.5 MeV спостерігається широкий бамп, котрий формується гамма-квантами з реакції резонансного розсіяння [39]

На перший погляд, оксидні сцинтилятори, що містять важкі ядра, при збудженні швидкими нейтронами повинні мати підвищену ефективність реєстрації за рахунок високого перерізу реєстрації вторинних гамма-квантів. Однак цього не спостерігається в наших експериментах, навіть у 1-фотонному режимі. Порівняння ефективності реєстрації ZWO (574) і GSO (22) вказує на незначний внесок гамма-квантів з реакцій $(n, n'\gamma)_{in}$ в області 1-5 MeV в гамма множинність N_γ для важких ядер W, Gd. Це можна пояснити високою щільністю збуджуваних рівнів у важких ядрах. Ми припускаємо, що в нашому випадку підвищена ефективність може створюватися за рахунок наприклад, резонансного захоплення на середньому ядрі Zn, при збудженні якого щільність рівнів, згідно з оцінками по термодинамічній моделі істотно менше, а значить, з'являється можливість реєструвати більшу кількість гамма-квантів. Зауважимо, що при високій щільності ядерних рівнів гамма переходи будуть зливатися в один миттєвий відгук детектора, що не дозволяє отримати додаткової ефективності лічення. На підтвердження цього в роботі [39] наведені експериментальні і розрахункові результати усереднених спектрів гамма випромінювання (грос-структури) з реакцій $(n, n'\gamma)_{in}$ при енергії збудження $E_n = 7.5$ MeV і $(n, \gamma)_{res}$ при збудженні $E_n = 0.1$ MeV на важкому ядрі W на основі моделі складеного ядра. Видно, що використання реакції резонансного захоплення $(n, \gamma)_{res}$ дозволяє збільшити (~ 1.3 раз) кількість зареєстрованих гамма-квантів ($E \cdot \rho(E)$). Аналогічні розрахункові грос-спектри (Рис. 2.6) отримані для середніх ядер (Cu). Видно, що енерговиділення після захоплення нейтрона $(n, \gamma)_{res}$ на Cu при енергії нейтрона $E = 0.1$ MeV помітно вище, ніж енерговиділення в реакції непружного розсіяння на ядрі Cu при збудженні 5.8 MeV. Також видно, що відношення перерізів $(n, \gamma)_{res} / (n, n'\gamma)_{in}$ для середнього ядра Cu (~ 2.9) помітно вище, ніж для важкого ядра W (~ 1.3).

Розраховані грос-спектри отримані на основі модельних силових функцій. Експериментальні спектри були розмиті функцією відгуку сцинтилятора NaI. Видно, що енергія збудження після вильоту нейтрона в непружному розсіянні

при збудженні енергією 7.5 MeV помітно менша за енергію збудження в реакції захопленні при енергії нейтрона 0.1 MeV. На Рис. 2.6 приведено результати порівняння експериментальних і розрахованих грос-спектрів для ядра середньої атомної маси – Cu (близьке до ядра Zn), та важкого ядра - W. Можна бачити, що відношення перерізів $(n, \gamma) / (n, n'\gamma)_{in}$ для ядра Cu суттєво вище, чим для ядра W. Тобто, з огляду на розрахунки згідно термодинамічної моделі умовно можна вважати вісь Y з точністю до множника пропорційною $N\gamma$ -множинності.

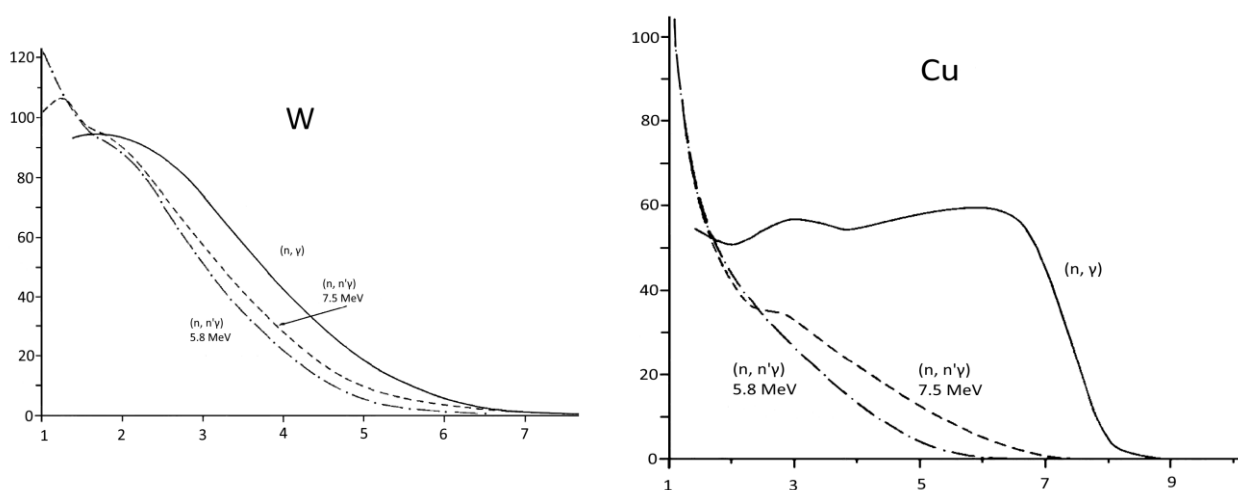


Рис. 2.6 Грос-структури експериментальних розподілів імпульсів, отриманих для ядер Cu та W на сцинтиляторі NaI. Спектри (n, γ) отримані при енергії нейтронів $E = 0.1$ MeV [39] за допомогою сцинтилятора NaI. Вісь Y - кількість відгуків детектора ($E \cdot \rho(E)$)

Таким чином, результати цієї роботи вказують на можливість збільшення лічильної ефективності детектора на основі ZWO в порівнянні з іншими, важкими сцинтиляторами типу BGO, GSO, CWO, у складі яких є відсутніми середні ядра типу Zn. Щільність рівнів високозбуджених станів компаунд-ядер середньої ваги, при високих енергіях збудження, висока $D \sim 10^{-3} \text{ MeV}^{-1}$, [1], але використання широкосмугового тракту дозволяє реєструвати гамма-кванти в цих переходах ($E_\gamma \sim 1 \text{ keV}$).

В реакції захоплення $(n, \gamma)_{\text{res}}$ на *важких* ядрах, наприклад W щільність рівнів високозбуджених станів компаунд-ядер $(A + 1)$ при високих енергіях збудження (~ 8 MeV) надзвичайно висока ($D \sim 10^{-8}$ MeV $^{-1}$), тому миттєві гамма-кванти переходів з високозбуджених станів компаунд-ядер мають невелику енергію, яка лежить за межами чутливості реєструючого тракту.

У той же час, збудження важких кінцевих ядер (A) в реакціях $(n, n' \gamma)_{\text{res}}$ при енергіях налітаючих нейтронів близько 3 MeV виявляється незначним (~ 1 MeV). Це обумовлено вилітаючим нейтроном, що забирає значну частину енергії збудження. При цьому вихід гамма-квантів в переходах кінцевих ядер буде досить високим внаслідок низької щільності рівнів ($D \sim 0.05$ MeV $^{-1}$). Як наслідок, енергія гамма-квантів в переходах буде достатньою ($E_\gamma \sim 0.02$ MeV) для впевненої реєстрації в однофотонному лічильному режимі.

Наші експерименти узгоджуються з результатами роботи [39], приріст лічильної ефективності при порівнянні сцинтиляторів GSO ($\epsilon_n = 22.2$) і ZWO ($\epsilon_n = 574$) за рахунок “середнього” ядра Zn досягає 26. Саме цей експериментальний факт вказує на важливу роль резонансних процесів у ядрі Zn для реєстрації ШН. При збудженні компаунд ядер середньої ваги (Zn) можуть випускатися гамма-кванти з рівнів $E < 5$ MeV з енергією від $E = D \sim 0.1$ keV і вище, якої буде достатньо для збудження молекул сцинтилятора, а значить, при наявності високочутливого тракту - реєстрації відгуку детектора.

Таким чином, можна зробити висновок, що при певних умовах (наявність передпідсилювача, товщина сцинтилятора ~ 4 см) каскадні гамма-кванти з реакцій $(n, \gamma)_{\text{res}}$ на середніх по масі ядрах сцинтилятора типу Zn сприяють збільшенню чутливості оксидних сцинтиляторів до швидких нейтронів. Ці результати підтверджуються експериментальними даними для ZWO, представленими в цій роботі і узгоджуються з оцінкою щільності рівнів ядер Zn згідно з термодинамічною моделлю (Табл. 2.2).

2.4 Густина ядерних рівнів. Оцінка за термодинамічною моделлю ядерних реакцій

В процесі пошуку оптимального складу оксидних сцинтиляторів відповідно до термодинамічної моделі ядерних реакцій була оцінена щільність ядерних рівнів в високоезбуджених ядерних станах, утворених в компаунд-ядрах в резонансному захопленні. Також були оцінені середні енергії вилітаючих нейтронів, енергії збудження компаунд-ядер, що входять до складу оксидних сцинтиляторів (Табл. 2.2). В реакції $(n, n' \gamma)_{in}$ оцінено залишок енергії збудження кінцевого ядра (A), завдяки якому для джерела нейтронів Pu-Be збуджується деяка кількість низькоенергетичних станів ядра, тому що нейтрон забирає з собою практично всю кінетичну енергію (з вирахуванням енергії порогу збудження) та енергію зв'язку. Цей факт експериментально підтверджується тим, що лічильна ефективність оксидних детекторів малих розмірів виявляється $\sim 4\text{-}5$ імпл./нейтрон і вище. Модельні розрахунки щільності рівнів кінцевих ядер для низьких енергій збуджень (близько 3-4 MeV) узгоджуються з результатами, представленими в роботі [2]. Для високих енергій збуджень (10 MeV) з причини високої щільності рівнів $\sim 7 \cdot 10^5 \text{ MeV}^{-1}$ (для Zn), середня відстань між рівнями $\sim 1 \text{ eV}$, і енергія гамма-випромінювання зосереджена в області шумів тракту (базової лінії). Практичний інтерес представляє оцінка щільності рівнів кінцевих ядер в області малих енергій збуджень, тому що при цьому малим щільностям рівнів відповідають великі відстані між енергетичними рівнями в області континууму і, отже, з'являються гамма-кванти з енергією $\sim 0.1\text{-}10 \text{ keV}$ і вище [48]. Це також підтверджується результатами наших експериментів по вимірюванню лічильної ефективності детекторів із залученням високочутливого вимірювального тракту. У роботі використана термодинамічна модель ядерних реакцій, запропонована В. Вайскопф [37, 38]. Можливість термодинамічного опису пов'язана з великим числом станів системи в енергетичному інтервалі усереднення, збуджуваних в компаунд ядрах і кінцевих ядрах при захопленні нейтронів. В основі термодинамічної моделі реакції $a + A \rightarrow C^* \rightarrow b + B$, що

йде через складене ядро, лежить формула, яка описує розподіл вилітаючих частинок за енергією (спектр):

$$W(E) \sim E \sigma_c(E) \rho_B(E_{Bb} - E), \quad (2.1)$$

де E - енергія вилітаючих частинок, $\sigma_c(E)$ - переріз утворення складеного ядра, $\rho_B(E_{Bb} - E)$ - щільність рівнів кінцевого ядра, $E_B = E_{Bb} - E$ - енергія збудження кінцевого ядра, E_{Bb} - максимально можлива енергія частинки b , що відповідає утворенню залишкового ядра B в основному стані. E_a - енергія налітаючої частинки. Розглядаючи ядро як вироджений фермі газ, можливо для ρ_B використовувати формулу Вайскопфа -

$$\rho(E_B) = (C/E_B^2) \exp(2\sqrt{aE_B}), \quad (2.2)$$

де E_B - енергія збудження кінцевого ядра, константа $C \sim 1$, константа a визначалась через густину одночастинкових станів на поверхні Фермі відповідно до формули $a = (\pi^2/2)(A/E_F)$, $E_F \sim 37 \text{ MeV}$. Температура кінцевого ядра B оцінювалася для заданої енергії збудження згідно $\theta = \sqrt{E_B/a}$. Температура складеного ядра C може бути оцінена як

$$\theta = \sqrt{E_{Bb}^{max}} = \sqrt{E_a/a} \quad (2.3)$$

На Рис. 2.7 наведена повна щільність рівнів ядер в залежності від масового числа ядер [49].

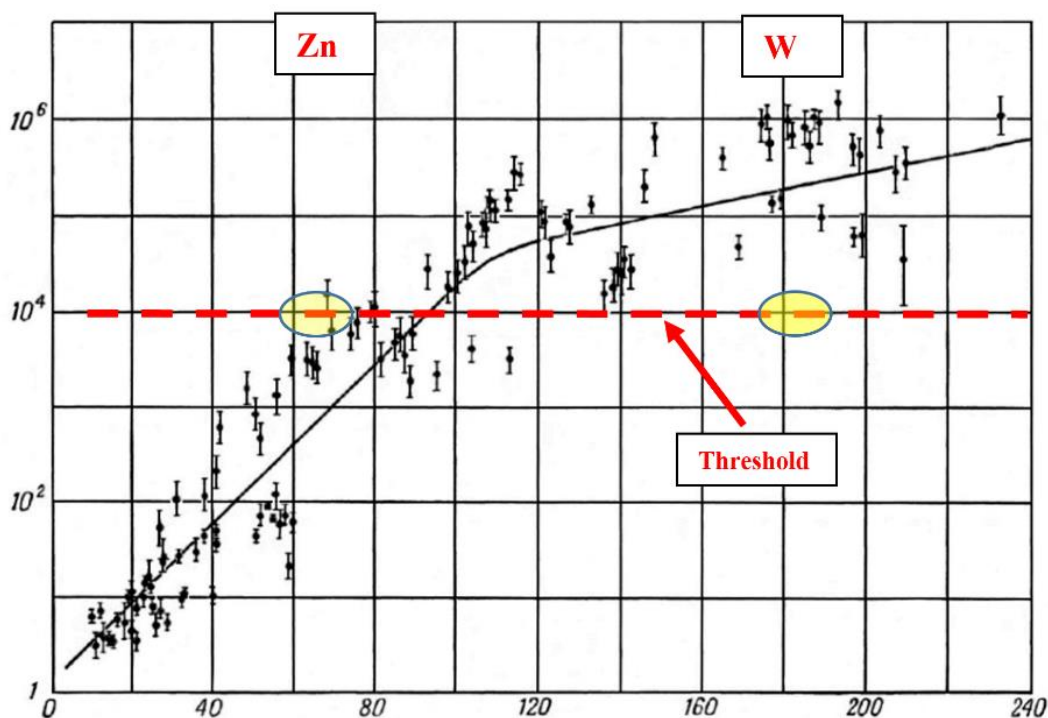


Рис. 2.7 Повна щільність рівнів ядер в залежності від масового числа. Ось Y - щільність рівнів, вісь X - масове число [49]. Поріг $E_{th} \sim 0.1$ кеВ ($\rho \sim 10^4 \text{ MeV}^{-1}$, $D \sim 0.1$ кеВ). Порогова енергія $E_{th} \sim 0.1$ кеВ (пунктир) практично не перетинає область важких ядер, таких як W ($A=182$), але потрапляє в область середніх ядер, наприклад Zn ($A=64$)

З Рисунка 2.4 видно, що найбільш продуктивними з точки зору реєстрації каскадних гамма-квантів будуть сцинтилятори з $A < 100$, тобто середні за масою ядра, для яких щільність рівнів становить $\rho \sim 10^4 \text{ MeV}^{-1}$, тобто відстань між рівнями $D \sim 0.1$ кеВ. У даній роботі передбачалося, що мінімальна середня енергія збудження молекули оксидного сцинтилятора, виходячи з величини потенціалу іонізації, становить приблизно 0.1 кеВ. Ця величина узгоджується зі світловим виходом для ZWO - 10000 фотон / МеВ, виміряним у 1-фотонному режимі реєстрації, тобто на створення одного фотону люмінесценції витрачається близько 0.1 кеВ. Найбільш продуктивними ядрами з точки зору можливості реєстрації каскадних гамма-квантів будуть сцинтилятори з $A < 100$, для яких поріг чутливості $E \sim 0.1$ кеВ є достатнім для реєстрації каскадних гамма-

квантів. У цю область потрапляють середні ядра (і також Zn), для яких щільність рівнів не перевищує $\rho < 10^4 \text{ MeV}^{-1}$, тобто відстань між рівнями $D > 0.1 \text{ keV}$. Важкі ядра при збудженні резонансів мають значно вищу щільність рівнів $\rho \gg 10^4 \text{ MeV}^{-1}$, і при цьому $D \ll 0.1 \text{ keV}$, що не дає змогу реалізувати резонансний механізм у повній мірі використаною методикою. Проведений аналіз (Табл. 2.2) дав змогу оцінити середню енергію збудження компаунд і кінцевих ядер, що входять до складу оксидних сцинтиляторів при різних енергіях збудження кінцевих ядер, щільність ядерних рівнів у збуджених ядерних станах, відстань D між рівнями, а значить і енергію вилітаючих гамма-квантів у ядерних переходах. Ці оцінки вказують на можливість появи і реєстрації гамма-квантів дуже малих енергій ($\sim 0.1 - 20 \text{ keV}$), що виникають в переходах середніх за масою кінцевих ядер (Zn) і узгоджуються з даними робіт по множинності N_γ [1, 2, 50] за кількістю вторинних гамма-квантів, що випускаються в реакціях $(n, n'\gamma)_{\text{in}}$, $(n, \gamma)_{\text{res}}$ і $(n, \gamma)_{\text{cap}}$ на один первинний нейтрон. Як згадувалося вище, в роботі передбачалося, що середня енергія збудження молекули сцинтиляторі ZWO приблизно може бути оцінена, виходячи з величини світлового виходу. Тому в розрахунках нас цікавила область енергій каскадних гамма-квантів, що випускаються ядрами з енергією від $E_{\text{thr}} \sim 0.1 \text{ keV}$ і більше.

Таблиця 2.2

Модельна оцінка параметрів реакцій непружного розсіяння $(n, n' \gamma)_{\text{in}}$, резонансного захоплення $(n, n' \gamma)_{\text{res}}$, $(n, n' \gamma)_{\text{cap}}$, нейтронів ^{239}Pu -Ве-джерела для діапазону енергій збудження 1 MeV, 5 MeV та 10 MeV, на ядрах, що входять до складу оксидних сцинтиляторів ZWO [8] згідно термодинамічної моделі ядерних реакцій. Розповсюдженість ядер: Zn-64, 48.63 %; W-182, 26.5 %; Реакція $a+A \rightarrow C^* \rightarrow B+b$

Ядро	^{65}Zn , $A+1=65$	^{64}Zn , $A=64$			
1	2	3			
Енергія наліт. нуклона E_a , MeV	0.1	1.4	2	6	11
Енергія приєднання нуклона S_n , MeV	7.981	7.981			
Енергія 1-го рівня E_1	-	0.99	0.99	0.99	0.99
Енергія збуд. компаунд ядра $U_{\text{зб.}}(C^*) = E_a + S_n$, MeV	8.1	9.38	9.98	13.98	18.98
Енергія збуд. кінц. ядра E_B , MeV, $E_B = E_a - E_1$	8.1	0.4	1.0	5.0	10.0

1	2	3			
Температура ядра, Θ , MeV	0.97	0.2	0.3	0.8	1.1
Щільність рівнів ρ , MeV ⁻¹	2.4E+05	23	110	12000	7.6E+05
Відстань між рівнями, $D=1/\rho$, keV	4.2E-03	76	9.1	0.1	1.0E-03
$E_{\text{кін. вил.}}(n')$, 2Θ , MeV	-	0.4	0.6	1.6	2.2
Ядро	¹⁸³ W A+1=183	¹⁸² W A=182			
Енергія наліт. нуклона E_a , MeV	0.1	0.2	1.1	5.1	10.1
Енергія приєднання нуклона S_n , MeV	6.191	6.191			
Енергія 1-го рівня E_1	-	0.1	0.1	0.1	0.1
Енергія збуд. компаунд ядра $U_{\text{зб.}}(C^*) = E_a + S_n$, MeV	6.29	6.39	7.29	11.29	16.29
Енергія збуд. кінц. ядра E_B , MeV, $E_B = E_a - E_1$	6.29	0.1	1.0	5.0	10.0
Температура ядра, Θ , MeV	0.5	0.1	0.2	0.5	0.6
Щільність рівнів ρ , MeV ⁻¹	1.3E+9	499	1.3E+4	1.2E+8	3E+11
Відстань між рівнями, $D=1/\rho$, keV	7.4E-07	2	0.08	8E-06	3.3E-09
$E_{\text{кін. вил.}}(n')$, 2Θ , MeV	-	0.2	0.4	1	1.2

Середні по масі ядра. На основі наших оцінок по термодинамічній моделі для ядер Zn і W і експериментальних результатів з лічильної ефективності для GSO (22.2 імп./нейтр.) і ZWO (574 імп./нейтр.) дійшли висновку, що саме резонансні гамма-кванти з високоенергетичних переходів середніх по масі ядер Zn, що мають енергію порядку сотень eV, можуть давати додатковий внесок в ефективність реєстрації сцинтилятора ZWO. Наші оцінки щільності рівнів і відстаней між рівнями ($D \sim 0.1$ keV - 44 keV) для великих енергій ($E \sim 5$ MeV) збуджень середніх за масою компаунд-ядер (Zn) узгоджується з результатами наших вимірів і результатами роботи [39]. Застосування високочутливого вимірювального тракту, що працює в однофотонному режимі, забезпечило істотне зниження порога реєстрації до сотень eV. У режимі $\tau \sim 7$ нс ефективність габаритного ZWO склала 574 імп./нейтрон, що можна пояснити реєстрацією додаткових низькоенергетичних каскадів резонансних гамма-квантів, що випускаються компаунд ядрами Zn. У той же час для сцинтилятора GSO, що має практично такий, як і у ZWO, переріз в резонансній області (W - 355 барн, Gd - 404 барн) в режимі $\tau \sim 7$ нс ефективність GSO - 22.2 імп./нейтрон, що вказує на

високу щільність рівнів ядер Gd при високих енергіях ($E \sim 5 \text{ MeV}$) і отже, малу енергію гамма-квантів з переходів між рівнями, тобто порівняння нейтронних перерізів ядер Gd і W сцинтиляторів GSO і ZWO вказує на незначну роль Gd і W та підкреслює важливу роль ядер Zn у продукуванні резонансних гамма-квантів та роль легких ядер (кисень O) у механізмі уповільнення. Важкі ядра. Наші оцінки щільності рівнів і відстаней між рівнями (Таблиця 2.2) ($D \sim 2 \text{ keV} - 0.1 \text{ keV}$) в важких ядра (W) вказують на те, що основний внесок в ефективність вносять збудження ядер при низьких енергіях ($E < 1 \text{ MeV}$) ($D \sim 0.08 \text{ keV} - 2 \text{ keV}$). При енергіях збудження $E \sim 5 \text{ MeV}$ і вище щільність рівнів стає дуже високою ($D \sim 10^{-6} \text{ keV}$), а значить енергія переходів - незначною (менше eV). Отже, внесок важких ядер (W) в порівнянні з середніми за масою (Zn), для яких область генерації корисних каскадних гамма-квантів є більшою ($E < 5 \text{ MeV}$, Zn: $D \sim 0.1 \text{ keV} - 44 \text{ keV}$) буде істотно менше, що узгоджується з результатами роботи [39], в якій внесок продуктів реакції резонансного захоплення на важких (W) ядрах в режимі лічення у відгук гамма-квантів також помітно менший (\sim у 3 рази) у порівнянні з внеском із ядер Zn. Так само експериментальні результати, отримані нами для сцинтиляторів в цілому ZWO (574) і GSO (22.2), не суперечать і узгоджуються з експериментальними даними роботи [39].

У даній роботі виконано аналіз даних з робіт [1, 2, 48, 49 - 54] для всіх ізотопів, що входять до складу досліджених сцинтиляторів ZWO, CWO, GSO, BGO. В Таблиці 2.3 наведені дані по ізотопів ядер, що входять до складу досліджених сцинтиляторів BGO, GSO, CWO, ZWO.

Таблиця 2.3

Інтенсивні гамма-кванти з кінцевих ядер реакції $(n, n'\gamma)_{in}$, миттєві гамма-кванти з компаунд-ядра реакції $(n, \gamma)_{res}$ [1] для ядер, що входять в склад сцинтиляторів ZWO, GSO, CWO, BGO. N_γ - число миттєвих гамма-квантів, ρ - щільності рівнів [59], ΔE_{res} - ширина резонансної зони, σ_{in} , σ_{res} -переріз непружного розсіяння і резонансного захоплення, S_n - енергія відриву нуклона

Ізотоп, мішень (A), $(n, n'\gamma)_{in}$	Z	Ізотоп (A+I), $(n, \gamma)_{res}$	Розповсюдженість, %	ΔE_{res} , кеВ	$\rho(E)$, MeB^{-1} , N_{lev}	Енергія гамма-квантів, MeB	N_γ	S_n	$\sigma_{in}, \sigma_{res}, b$
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
C-12	6		98.9			4439, 3214.8, 9641	3	18.72	0.4269
		C-13				4945, 1261.7, 3683.9	6	4.946	$1.885 \cdot 10^{-3}$
Zn-64	30		48.6	150		808, 918.7, 937, 991.5, 1180.7	5	11.86	0.5812
		Zn-65			280//14	115.2, 855.7, 7863.6	78	7.981	1.423
Zn-66	30		27.9	150		627.9, 833.3, 1039.2, 1333.4, 1787.5	5	11.05	0.7584
		Zn-67			216//18	6958.8	17	7.052	0.9614
Zn-67	30		4.1			-		7.052	0.2874
		Zn-68			2500//16	1077.3, 1340.1883.1	175	10.19	24.36
Zn-68	30		18.7	100		578.5, 805.7, 1077, 1261.4, 1340.3	5	10.19	0.5882
		Zn-69			180//18	1007.8, 5474, 834.7	33	6.48	3.092
Zn-70	30		0.62			-		9.218	0.4659
		Zn-71			140//10	-	79	5.83	0.1063
Cd-110	48		12.4	8		657.6, 884.2	5	9.91	0.5317
		Cd-111				245.3	149	6.97	39.18
Cd-111	48		12.8	2		150.8, 171.3, 245.4, 341.9, 374.7	5	6.97	0.3235
		Cd-112							45.18
Cd-112	48		24.1	8		607, 617.5, 694.6, 798	5	9.39	0.4356
		Cd-113				-	0	6.53	13.18
Cd-113	48		12.2	1		-		6.539	0.2585
		Cd-114				558.32, 651.19	135	9.042	388.1

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Ge-70	32		20.8			175.4, 668.2,743.2, 1039.5, 1412.3,1495		11.532	0.7123
		Ge-71				175, 499.9	84	7.415	2.614(n, γ) res
Ge-72	32		27.5			264.2, 335.7, 629.9, 771.9, 785.5, 834		10.750	0.6435
		Ge-73				-	48	6.782	0.9037
Ge-73	32					-		6.782	0.2819
		Ge-74				595.9, 867.9, 608.3	603	10.19	62.95
Ge-74	32		36.2			492.9, 595.9,608.4, 629.9, 701.3, 867.9		10.196	0.5181
		Ge-75					47	6.505	0.6462
Ge-76	32		7.61					9.427	0.3958
		Ge-76				-	196	9.427	1.348

Таблиця 2.3 містить енергії миттєвих гамма-квантів з розпадів збуджених станів ядер, їх кількість N_γ , що припадає на один вхідний нейтрон, щільності рівнів ρ , верхню межу резонансної зони ΔE_{res} , перерізи σ , енергія відриву нуклона S_n . Дані по гамма-множинності N_γ з реакції $(n, \gamma)_{res}$ взяті з [1], з реакції $(n, n'\gamma)_{in}$ [2, 54, 57]. Можна помітити, що множинність N_γ значно перевищує 1 не тільки для важких ядер, але і для ядер середньої атомної ваги. У непружному $(n, n'\gamma)_{in}$ розсіянні N_γ - число миттєвих гамма-квантів, відповідно до робіт [2, 48, 54, 58], як правило, не перевищує десяти. Таким чином, середні відстані між збудженими рівнями $D > 0.1$ кеВ, для яких $\rho < 10^4$ МеВ⁻¹ у компаунд-ядрах середньої ваги, наприклад Zn узгоджуються з даними роботи [2]. При наявності достатньо чутливої методики (поріг реєстрації ~ 0.1 кеВ) принципово можлива реєстрація гамма-квантів, що виникають із високозбуджених резонансних рівнів компаунд ядер. На основі цього аналізу та розрахунків, проведених на основі термодинамічної моделі і отриманих в цій роботі експериментальних даних був зроблений висновок про можливість збільшення ефективності реєстрації швидких нейтронів за рахунок гамма-квантів резонансного захоплення при наявності високочутливого швидкодіючого реєструючого тракту.

2.5 Оцінка гамма-множинності

У Таблиці 2.5 наведено енергії гамма-квантів і гамма-множинності N_γ (кількість, що припадає на один вхідний нейтрон) із реакції *непружного* розсіяння $(n, n'\gamma)_{in}$ нейтронів для ряду перших збуджених станів кінцевих ядер (A) ізотопів, що входять до складу оксидних сцинтиляторів ^{182}W - ^{187}W , ^{110}Cd - ^{114}Cd , ^{116}Cd , ^{64}Zn , ^{66}Zn , ^{68}Zn , ^{209}Bi [2, 54]. Розрядка цих станів дає основний внесок в лічильну ефективність детектора малих розмірів, оскільки для уповільнення та досягнення резонансних енергій нейтрону потрібна значна кількість зіткнень, і як наслідок - великий шлях пробігу в речовині. Оцінка гамма-множинності в реакції *резонансного* захоплення $(n, \gamma)_{res}$ нейтронів ядрами сцинтиляторів компаунд-ядер $(A + 1)$ виконана на основі баз даних, присвячених *Prompt Gamma Neutron Activation Analyses (PGNAA)* [55, 56]. Наведено також енергії миттєвих гамма-квантів, що реєструються експериментально в розпадах збуджених станів компаунд-ядер $(A + 1)$ ізотопів, що входять до складу оксидних сцинтиляторів, та їх кількість, що припадає на один вхідний нейтрон. Значення даних по множинності гамма-квантів N_γ з реакції резонансного захоплення корелюють з експериментально виміряною лічильною ефективністю (~750 гамма-квант на 1 вхідний нейтрон) для детектора ZWO, отриманою з використанням однофотонного режиму роботи вимірювального тракту. На основі цих даних був зроблений висновок про можливість збільшення ефективності реєстрації швидких нейтронів за рахунок гамма-квантів резонансного захоплення при наявності високочутливого реєструючого тракту. Проведено систематичний аналіз схем розрядки станів ізотопів [2], збуджуваних в реакціях з нейтронами, що входять до складу доступних нам оксидних сцинтиляторів, а також утворених у реакціях компаунд-ядер.

Оцінено придатність ізотопного складу детекторів генерувати гамма-кванти із збуджуваних короткоживучих ядерних станів. Систематизовано ядерні стани, збуджувані швидкими нейтронами з середньою енергією 4.5 MeV, оцінено їх кількість, енергії збуджуваних рівнів. Щільність рівнів, збуджуваних у

компаунд-ядрах оцінена на основі даних з [59]. Аналогічний аналіз проведено для ізотопів ^{110}Cd - ^{114}Cd , ^{116}Cd , ^{64}Zn , ^{66}Zn , ^{68}Zn , ^{209}Bi .

Також проведені розрахунки довжини пробігу (Таблиця 2.4, 2.5) швидких нейтронів ($E = 4 \text{ MeV}$) у ZWO ($d = 4 \text{ см}$) для випадку пружного та непружного механізмів. Кінцева енергія – 0.6 MeV , що є початком області резонансного розсіювання ШН для ядер Zn. Довжини пробігу швидких нейтронів ($E = 4 \text{ MeV}$) для випадку суми пружного та непружного механізмів становить $1.82 \text{ см} < 4 \text{ см}$, тобто сумарний механізм є достатнім для уповільнення нейтрона до межі резонансної області Zn, оскільки ефективна товщина детектора 4 см .

Таблиця 2.4

Розрахунки довжини пробігу швидких нейтронів ($E = 4 \text{ MeV}$) у ZWO ($d = 4 \text{ см}$) для випадку пружного і непружного розсіювання.

Кінцева енергія – 0.6 MeV , що є початком області резонансного розсіювання ШН для ядер Zn

Сцинти- лятор	Ізотоп	Розпов-сюдж.	$\sigma_{el} + \sigma_{in}$ (4 MeV) (b/at)	Σ (см ⁻¹)	Пробіг, см, $1/\Sigma$	ξ	N _z (4 MeV- 0.6 MeV)	N _z (1.2 MeV- 0.6 MeV)
	Zn-64	0.486	3.8	1.26E-01	7.9	0.031	61	22
	Zn-66	0.279	3.8	7.25E-02	13.8	0.030	63	23
	Zn-67	0.041	3.8	1.07E-02	93.9	0.030	64	23
	Zn-68	0.187	3.8	4.86E-02	20.6	0.029	65	24
	Zn-70	0.062	3.8	1.61E-02	62.1	0.028	67	24
	Zn			2.74E-01	3.65			
	W-180	0.0012	6	1.86E-04	5387.6	0.011	171	63
	W-182	0.265	6	4.10E-02	24.4	0.011	173	63
	W-183	0.143	6	2.21E-02	45.2	0.011	174	64
	W-184	0.3064	6	4.74E-02	21.1	0.011	175	64
	W-186	0.2843	6	4.40E-02	22.7	0.011	177	65
	W			1.55E-01	6.5			
	O-16	0.9975	2	1.20E-01	8.4	0.120	16	6
	O			1.20E-01	8.4			
ZWO				5.48E-01	1.82			

Можна бачити, що довжина пробігу швидких нейтронів у ZWO з урахуванням пружного і непружного розсіювання становить 1.82 см. Це означає, що далі нейтрони зможуть вступати в реакцію резонансного розсіювання та захоплення і генерувати каскадні гамма-кванти. Цьому сприяє гальмування на ядрах кисню (O), а також високий переріз ядер Zn у порівнянні з ядрами W.

Таблиця 2.5

Розрахунки довжини пробігу швидких нейтронів ($E = 4$ MeV) у BGO
($d = 4$ см) для випадку пружного та непружного механізмів.

Кінцева енергія – 0.2 MeV, що є початком області резонансного розсіювання ШН для ядер Bi

Сцинтилятор	Ізотоп	Розповсюдж.	$\sigma_{el} + \sigma_{in}$ (4 MeV) (b/at)	Σ (см ⁻¹)	Пробіг, см, $1/\Sigma$	ξ	N _z (4 MeV- 0.6 MeV)	N _z (1.2 MeV- 0.6 MeV)
	Bi-209 Bi	1	6	0.0827 8.27E-02	12.1 12.1	0.0095	199	73
	Ge-70	0.2084	4	0.0082	122	0.0283	67	24
	Ge-72	0.2754	4	0.0108	92	0.0275	69	25
	Ge-73	0.0773	4	0.0032	313	0.0271	70	26
	Ge-74	0.3628	4	0.0150	67	0.0268	71	26
	Ge-76 Ge	0.0761	4	0.0031 4.04E-02	318 24.8	0.0261	73	27
	O-16 O	1	2	0.0827 0.0827	12.090 12.1	0.1199	16	6
	BGO			2.06E-01	4.9			

Можна бачити, що довжина пробігу швидких нейтронів у BGO з урахуванням пружного і непружного розсіювання становить 4.9 см. Це означає, що далі нейтрони не зможуть ефективно вступати в реакцію резонансного розсіювання та захоплення і генерувати каскадні гамма-кванти, отже, лічильна ефективність не буде високою.

2.6 Модель відгуку, ефективність детектора та її складові

Модельний відгук детекторів на швидкі нейтрони формувався на основі величин перерізів основних процесів, враховувалися щільності рівнів компаунд-ядер, верхньої межі резонансної області (тобто кількості збуджуваних станів). Також враховувалася тривалість часу випромінювання сцинтиляційних фотонів (Таблиця 2.6, 2.7).

Урахування впливу часу життя ядерних станів враховувалося щільністю рівнів компаунд- ядер і верхньою межею резонансної області, тобто кількістю каскадних гамма-квантів. Це стало можливим завдяки використанню широкопasmового попереднього підсилювача на основі перетворювача струм-напруга (*трансімпедансний підсилювач*) із швидкодією 500 МГц ($\tau = 0.7$ нс).

Таблиця 2.6

Параметри ядер, нормованих на розповсюдженість природної суміші ізотопів, що входить до сцинтиляторів BGO, CWO, ZWO: перерізи σ_{in} , σ_{res} , густина рівнів в резонансній області $\rho(E)$, верхня межа резонансної області $E_{res,max}$, інтервал часів існування збуджених станів τ , енергетичний інтервал збуджуваних станів ΔE_{ex}

	Ядро	Z	σ_{in} , барн	σ_{res} , барн	$\rho(E)$, MeV ⁻¹	$E_{res,max}$, keV	τ , нс	ΔE_{ex} , keV	ΔE_{ex} , N
ZWO	Zn	30	0.619	2.539	230.1	150	40 00	53.9-1910	6
	W	74	0.428	355.1	23825	5	20	244-1200	3
CWO	Cd	48	0.416	66.6	14608	9	85	245-316	1
	W	74	0.428	355.1	23825	5	20	244-1200	3
BGO	Bi	83	0.361	0.19	250	200	59	433-1500	2
	Ge	32	0.565	5.997	538	30	41 8	175-5540	3

Таблиця 2.7

Параметри сцинтиляторів

Сцинтилятор	Світловий вихід, фотон/МеВ	Час висвічування, нс	Довжина хвилі висвічування, нм	Густина, г/см ³	Ефективний атомний номер	Індекс рефракції	Роздільна здатність, 661.7 кеВ, %	Гігроскопічність
NaI:TI	~38000	~230	410	3.7	51	1.85	6.7 ref. [52]	Так
BGO	~8000	~300	480	7.1	75	2.15	10 [53]	Частково
CWO	27000	14000	475	7.9		2.3	6.7 [59]	Ні
ZWO	29000	21000	480	7.87	64	2.1	9.3	Ні

В роботі запропонована наближена модель лічильної ефективності реєстрації швидких нейтронів оксидними кристалічними сцинтиляторами ZWO, CWO, BGO, GSO. Згідно зі термодинамічною моделлю число збуджених рівнів, що виникають в ядрі при захопленні резонансного нейтрона з енергією, що належить інтервалу ΔE_{res} можна виразити як $N_{\text{lev}} \sim \rho \Delta E_{\text{res}}$, де ρ – середня щільність рівнів, ΔE_{res} - ширина резонансної області. В такому випадку, відгук детектора можна представити у вигляді:

$$R \sim \rho \Delta E_{\text{res}} \tau \sim N_{\text{lev}} \tau, \quad (2.4)$$

де R – розрахункова лічильна ефективність, ρ - щільність рівнів, ΔE - ширина енергетичного інтервалу резонансної зони, τ - час висвічування сцинтиляцій, N_{lev} - число збуджуваних рівнів (тобто N_{γ}). Модельна оцінка (світлі стовпчики, Рис. 2.8) відгуку детекторів задовільно узгоджується з експериментальними результатами, отриманими в цій роботі для лічильної ефективності реєстрації швидких нейтронів, тобто підкреслюється роль ядерних резонансних процесів (ρ), верхньої межі резонансної зони і, крім того, роль часу висвічування сцинтиляцій кристалів.

МОДЕЛЬ ЛІЧИЛЬНОЇ ЕФЕКТИВНОСТІ РЕЄСТРАЦІЇ ШВИДКИХ НЕЙТРОНІВ ДЛЯ ОКСИДНИХ СЦИНТИЛЯТОРІВ

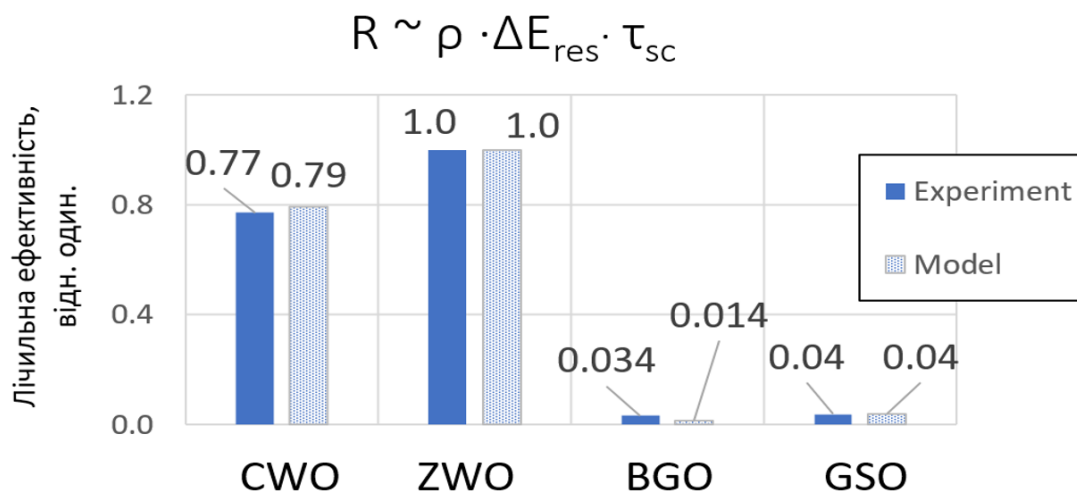


Рис. 2.8 Модельна оцінка (світлі стовпці) та порівняння з експериментом (наші результати) лічильної ефективності швидких нейтронів оксидними сцинтиляційними детекторами ZWO, CWO, BGO, GSO

Висновки до розділу 2

Для збільшення чутливості до швидких нейтронів нами було використано сигнали від множинних (каскадних) гамма-квантів низьких енергій, які генеруються в високозбуджених переходах компаунд ядер і кінцевих ядер, що виникають в реакціях $(n, n'\gamma)_{in}$ і $(n, \gamma)_{res}$ [3 - 7]. Головною особливістю такого підходу було те, що незважаючи на те, що деякі ядра, що входять до складу оксидних сцинтиляторів (Cd, W, Gd) мають високі значення перерізів взаємодії в резонансній області (\sim до 500 барн), вони майже не впливають на процес реєстрації завдяки незначній верхній межі резонансної зони (\sim 8 кеВ) та значній величині довжини сповільнення для ядер W, Gd. Найбільш впливовим на ефективність реєстрації є той факт, що у складі сцинтилятора міститься легке ядро - кисень (O), який сприяє уповільненню, крім того, у ядра Zn значна верхня межа резонансної зони \sim 600 кеВ, що допомагає досягти нейтроном верхньої межі резонансної зони на відстані 1.82 см від початку сцинтилятора.

Швидкі нейтрони джерела з енергією $E \leq 10$ МеВ в процесі розсіювання та уповільнення в сцинтиляторі товщиною \sim 40-50 мм і більше в реакціях $(n, n'\gamma)_{in}$ і $(n, \gamma)_{res}$ ($n + A \rightarrow (A + 1)^* \rightarrow A + n' + \gamma$, $n + A \rightarrow (A + 1)^* \rightarrow A + \gamma$) проходять три умовних енергетичних інтервали: \sim 10 МеВ - 100 кеВ (реакція $(n, n'\gamma)_{in}$), \sim 100 кеВ - 100 еВ (реакція $(n, \gamma)_{res}$) і \sim 100 еВ - 0.025 еВ (реакція $(n, \gamma)_{cap}$). У цих реакціях збуджуються стани компаунд-ядер $(A + 1)$ з часом життя $\sim 10^{-14}$ - 10^{-12} с, стани кінцевих ядер (A) з часом життя від одиниць пікосекунд до десятків мікросекунд, а також можуть народжуватися гамма-кванти, обумовлені вторинними нейтронами з реакцій $(n, n'\gamma)_{in}$, $(n, n'\gamma)_{res}$, затриманих в зіткненнях.

Слід зазначити, що в реакції $(n, n'\gamma)_{in}$ нейтрон, що вилетів з ядра, має помітно меншу енергію в порівнянні з початковою енергією, що підвищує ймовірність захоплення вторинного нейтрона в реакції $(n, \gamma)_{res}$ в області енергій $\Delta E \sim 10$ -100 кеВ і створення повторно нового компаунд-ядра $(A + 1)^*$. Часова роздільна здатність тракту становить \sim 2.5 нс, нейтрон з енергією $E_n = 1$ МеВ

(енергія нейтрона після вильоту з компаунд-ядра) має швидкість $v=1.4$ см/нс, тому 4 см нейтрон пролітає за 3 нс.

За цей час на довжині сцинтилятора 4 см можлива реєстрація гамма-кванта як з реакції $(n, n'\gamma)_{in}$, так і наступного миттєвого гамма-кванта з реакції $(n, \gamma)_{res}$, тому що величина мертвого часу дискримінатора становить 2.5 нс, і на останньому сантиметрі шляху нейтрона дискримінатор буде готовий обробити наступний сигнал від миттєвого гамма-кванта з реакції $(n, n'\gamma)_{res}$.

Таким чином, сигнал детектора, нормований на одну вхідну частинку (швидкий нейтрон), являє собою суміш взаємопов'язаних сигналів від гамма-квантів, що генеруються в цих реакціях, тому число зареєстрованих вторинних частинок (тобто гамма-квантів), може значно перевищувати одиницю [1].

Реєстрація гамма-квантів, пов'язаних зі згаданими процесами, які мають енергію в інтервалі від сотень еВ до сотень кеВ і час життя, що лежить в інтервалі $\tau \sim 10^{-14} - 1 \cdot 10^{-9}$ с, може істотно збільшити статистику подій, що припадають на один вхідний нейтрон і, як наслідок, підвищити ефективність реєстрації нейтронів. В реакції $(n, n'\gamma)_{in}$ генеруються, як правило, одночастинкові гамма-кванти з кінцевих ядер (A^*). Проміжне компаунд-ядро ($A + 1$) отримує середню енергію збудження $\sim S_n + E_{n_kin}$, і, після вильоту нейтрона з меншою енергією із компаунд-ядра, перетворюється в кінцеве ядро з енергією збудження, рівній енергії налітаючого нейтрона E_{n_kin} . Кінцеве ядро випромінює, в основному, гамма-кванти з енергією 1-3 МеВ, які можна впевнено реєструвати трактом з помірною швидкістю.

При наявності високочутливого тракту можлива також реєстрація миттєвих каскадних гамма-квантів з енергією, близькою до шумового порогу ($E \sim 0.1$ кеВ), що виникають при розрядці збуджених станів компаунд-ядер ($A+1$), що утворюються в реакції $(n, n'\gamma)_{in}$. У разі захоплення нейтронів в резонансній області в реакції $(n, \gamma)_{res}$ високозбуджені стани (6-8 МеВ) компаунд-ядер ($A + 1$) так само, як і для $(n, n'\gamma)_{in}$, випромінюють каскади миттєвих гамма-квантів малих енергій, оскільки при високих збудженнях присутня велика

щільність рівнів компаунд-ядер і відстані між рівнями можуть становити ~ 0.1 кеВ і менше.

Наведені вище міркування підкріплюються як отриманими експериментальними даними, так і оцінками на основі термодинамічної моделі реакцій [37, 38], а також оцінками в роботі [39]. При цьому оцінені щільності рівнів ρ (і відстані між рівнями D) компаунд- і кінцевих ядер для ядер середньої ваги (Zn) і важких ядер (W). Ці оцінки вказують на існування гамма-квантів малих енергій ($\sim 0.1 - 10$ кеВ), що виникають в переходах середніх компаунд і кінцевих ядер, здатних ефективно збуджувати молекули оксидного сцинтилятора. Кількісні оцінки вторинних гамма-квантів, що вилітають в реакції резонансного захоплення на один первинний нейтрон (ефективність $ZWO - 574$ імп./нейтрон), узгоджуються з експериментальними даними по множинності N_γ , імп./нейтрон, наведеними в роботах [1, 50].

Таким чином, експериментально зареєстровано збільшення лічильної ефективності детектора швидких нейтронів за рахунок використання вторинних продуктів реакції резонансного захоплення та розсіяння. Реакція $(n, n'\gamma)_{in}$ є відправною точкою, яка запускає каскадний процес утворення генетично пов'язаних множинних гамма-квантів, що виникають при розпаді збуджених станів компаунд- і кінцевих ядер і збільшують статистику подій, породжуваних первинним швидким нейтроном.

Оскільки, в порівнянні з гамма-квантами з реакції $(n, n'\gamma)_{in}$ каскадні гамма-кванти з реакції $(n, \gamma)_{res}$ і $(n, \gamma)_{cap}$ мають відносно невелику енергію $\sim 0.1 - 30$ кеВ, підвищення лічильної ефективності реєстрації та чутливості нейтронного детектора можливо при наявності відповідного малощумного широкосмугового ($\tau \sim 1$ нс для амплітуд 0.2 В) тракту з великим коефіцієнтом підсилення (~ 70 дБ), що дозволяє ефективно окремо реєструвати короткоживучі низькоенергетичні гамма-кванти розрядки ядерних станів, що народжуються в захопленнях нейтронів, що сповільнюються.

Також на основі експериментально отриманих даних була побудована феноменологічна модель лічильної ефективності реєстрації нейтронів дослідженими сцинтиляторами.

Таким чином при реєстрації швидких нейтронів оксидним сцинтилятором реакція $(n, n'\gamma)_{in}$ в є стартовим процесом, який запускає процес генерації каскадних гамма-квантів із розрядки ядерних станів. Збільшенню лічильної ефективності детектора сприяють каскадні низькоенергетичні гамма-кванти, що продукуються в переходах з рівнів збуджених компаунд-ядер і кінцевих ядер при захопленні резонансних та сповільнених нейтронів у реакції $(n, n'\gamma)_{res}$. По мірі сповільнення нейтрона в детекторі, що мають розміри вздовж напрямку реєстрації до 4-5 см, на формування відгуку детектора впливають такі параметри ядер, як величини перерізів пружного, непружного та резонансного розсіювання, щільність ядерних рівнів компаунд та кінцевих ядер, верхня межа резонансної області, час існування ізомерних станів, їх кількість (множинність). Реєстрація з реакції $(n, n'\gamma)_{in}$ одночастинкових гамма-квантів із збуджених станів, низькоенергетичних гамма-квантів з реакції $(n, n'\gamma)_{res}$ і реакції $(n, \gamma)_{cap}$ призводить до істотного збільшення кількості генетично пов'язаних подій у детекторі на один падаючий нейтрон і, як наслідок, збільшення лічильної ефективності детектора та підвищення рівня чутливості детектора до виявлення швидких нейтронів. Результати досліджень даного розділу наведено в публікаціях автора: [6, 7]. За результатами роботи був задекларований патент на корисну модель «Спосіб реєстрації швидких нейтронів» №:145800 [13].

РОЗДІЛ 3

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА ЧАСТИНА

У цій роботі експериментально реєструвалися множинні ($N\gamma$) каскадні гамма-кванти, що виникають у реакції непружного розсіювання швидких нейтронів, резонансного захоплення, радіаційного захоплення з метою підвищення ефективності реєстрації нейтронів оксидними сцинтиляторами CWO, ZWO, BGO, GSO. В Таблиці 3.1 представлені основні характеристики оксидних сцинтиляторів.

Таблиця 3.1

Основні характеристики досліджуваних оксидних сцинтиляторів

Сцинтилятор	ZnWO ₄	CdWO ₄	Bi ₄ Ge ₃ O ₁₂	Gd ₂ SiO ₅
Енергетичне розділення, % (661.66 кеВ)	8.5	7	9	7.2
Густина, г/см ³	7.87	7.9	7.13	6.71
Ефективний атомний номер	61	66	74	59
Час висвічування, мкс	18 [10]	14.5 [11]	0.30	0.06
Світловий вихід, фотон/МеВ	10000	20000	8000-10000	8000-12500
Глибина проникнення гамма квантів, $E_\gamma = 0.662$ МеВ, $1/e$, см	1.436	1.452	1.405	1.493
Пропускання гамма квантів $E_\gamma = 0.662$ МеВ, від. од. $d = 4$ см	0.062	0.064	0.058	0.069
Макропереріз нейтронів $\Sigma = n(\sigma_{\text{пр}} + \sigma_{\text{непр}})$, см ⁻¹ ($E_n = 4$ МеВ)	0.548	0.521	0.206	0.0726
Пробіг нейтронів $1/\Sigma$, см	1.82	1.92	4.86	13.8
Розміри, мм	Ø52x42	Ø45x42	Ø40x40	18x18x42

В процесах непружного розсіювання, сповільнення, резонансного захоплення нейтронів Pu-Be джерела в матеріалі оксидного сцинтиляційного детектора, що має лінійні розміри порядку ~ 3 -5 см, відбувається скидання енергії швидких нейтронів з 10 МеВ до кількох кеВ і менше. Відгук на швидкі нейтрони у такому детекторі формується генетично пов'язаними каскадними

гамма-квантами, у тому числі малих енергій, що виникають у результаті взаємодії нейтронів з ядрами сцинтилятора в реакціях $(n, n'\gamma)_{in}$, $(n, n'\gamma)_{res}$ і $(n, \gamma)_{cap}$. Передбачалось, що тільки при наявності генетичного зв'язку процесів народження гамма-квантів збільшення числа зареєстрованих подій призведе до збільшення ефективності реєстрації швидких нейтронів.

У зв'язку з необхідністю реєстрації каскадних процесів, тобто множинності відгуку детектора, що відповідає одному падаючому на детектор нейтрон, була використана оцінка «лічильної ефективності» реєстрації каскадних процесів в одиницях «імпульсів / частинку». Це є відношення швидкості лічення детектора до кількості частинок, захоплених детектором за 1 с, тобто імпульс \times с⁻¹/нейтрон \times с⁻¹. Фактично лічильна ефективність – це середня кількість відліків (імпульсів) детектора, що відповідає одній входній частинці. Варто зауважити, що така ефективність детектора, що містить інформацію про усі зареєстровані каскадні процеси, може перевищити 1, в той час як енергетична ефективність реєстрації детектора не перевищує 1.

У зв'язку з тим, що мінімальні інтервали часу між появою подій у реакції взаємодії нейтронів з речовиною сцинтилятора можуть бути порядку наносекунди і менше, це потребувало застосування відповідного електронного тракту - малoshумного, швидкодіючого, неперевантажуваного, з великим коефіцієнтом підсилення. Високе значення коефіцієнта підсилення тракту необхідне для реєстрації низькоенергетичних процесів з вильотом гамма-квантів, що виникають у компаунд-ядрах у реакціях резонансного та радіаційного захоплення.

Для підвищення чутливості методики вимірювань в даній роботі застосовано режим однофотонного лічення ФЕП. Швидкодія ФЕП становила ~ 8 нс, що дозволяло реєструвати досить короткі сигнали ($\sim 3-4$ нс) малих амплітуд від каскадних гамма-квантів. Для цього використовувався малoshумний широкопasmовий неперевантажуваний передпідсилювач з великим коефіцієнтом

підсилення, що дозволило реєструвати як високоенергетичні гамма-кванти з реакції непружного розсіяння, так і низькоенергетичні гамма-кванти, що випускаються в переходах високозбуджених станів компаунд ядер, утворених в реакції резонансного захоплення.

3.1 Експериментальна установка

Дослідження механізмів взаємодії швидких нейтронів з речовиною сцинтиляторів проводилися на експериментальному стенді (Рис. 3.1), розробленому для проведення досліджень з сцинтиляційними детекторами нейтронного та гамма випромінювання. Стенд дозволяє виконувати дослідження ефективності гамма та нейтронних детекторів у горизонтальній і вертикальній геометрії. Особливість його конструкції полягає в тому, що деталі стенду не містять органічних матеріалів та мають максимально понижений вміст заліза в опорних конструкціях, що безпосередньо позитивно вплинуло на гамма-нейтронні поля навколо установки та зменшило перерозсіяння від джерел іонізуючого випромінювання. На Рис. 3.1 зображено основні елементи експериментального стенду та відображають загальну картину роботи зі стендом. На опорній конструкції (5) розміщена рухома Г-подібна опора з кріпленням підвісу (1) та рухома опора (9) із столиком. Опори (1) та (9) можуть незалежно переміщуватися у вертикальному та горизонтальному положеннях. На гнучкому підвісі (2) підвішується сферичний захист нейтронного джерела [52] з метою мінімізації впливу супутнього гамма-випромінювання. Сферичний захист (3) містить технологічний циліндричний канал, яких додатково закривають пробкою із свинцю після встановлення джерела радіаційного випромінювання. На рухомій платформі (9) встановлено блок ФЕП (7), що додатково закритий світлонепроникним матеріалом. Досліджуваний сцинтиляційний детектор (6) встановлюється безпосередньо на вікно ФЕП із використанням оптичної рідини типу СКТН. Положення сцинтиляційного

детектора (6) на вікні ФЕП додатково механічно фіксується фіксатором (11) з метою попередження зсувів та зісковзування при роботі при проведенні довготривалих експериментальних експозицій. Захист досліджуваного сцинтиляційного детектора від флуктуацій фонового випромінення забезпечено додатковим кожухом із листового свинцю (8). Вузли установки адаптовані під можливість проведення експериментів у “вузькій” та сферичній геометрії. Мінімальна відстань від місця встановлення джерела на стенді до найближчих перешкод (10), що схематично показано на Рис. 3.1 (стіни, стеля підлога, залізобетонні конструкції), здатних значимо перерозсіяти потік радіаційного випромінення становить не менше 2 м. Зміна координатного положення елементів експерименту як то: джерело випромінення, конструктив захисту, детектор здійснюється шляхом співвісного переміщення в ручному режимі. Похибка координатного пересування складає ± 0.1 мм.

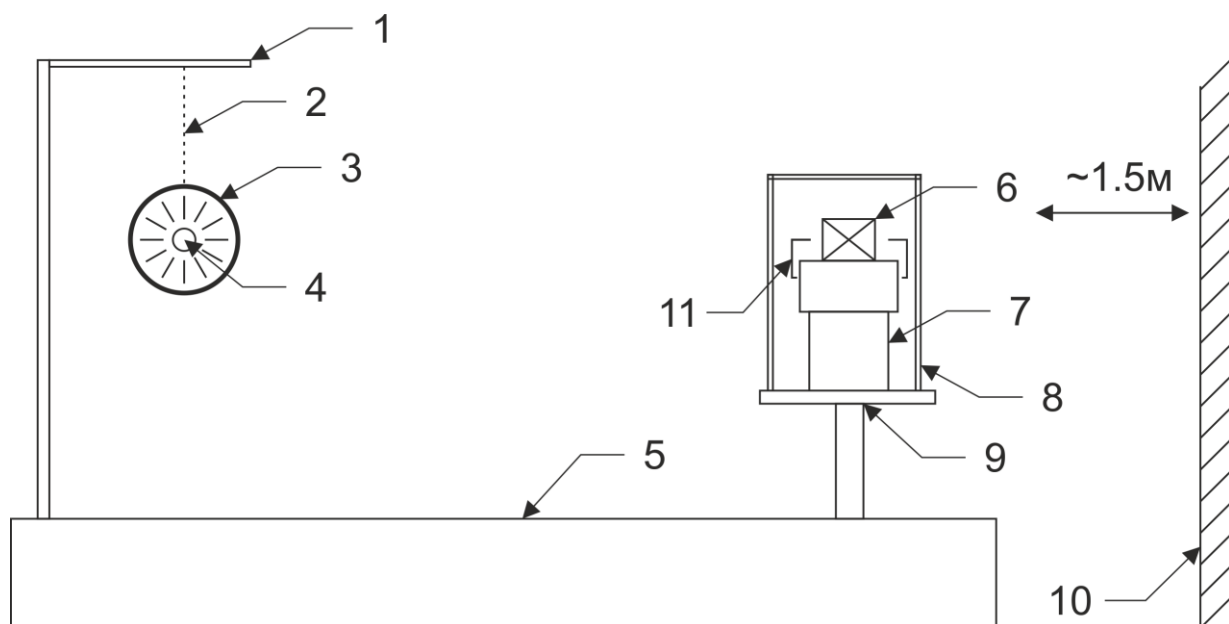


Рис. 3.1 Експериментальний стенд для досліджень сцинтиляторів: 1 – рухома Г-подібна опора з кріпленням підвісу; 2 – трос гнучкого підвісу; 3 – сферичний свинцевий захист джерела нейтронів, $D=10$ см; 4 – отвір для розміщення $^{239}\text{Pu-Be}$ або ^{252}Cf джерел; 5 – опорна конструкція; 6 – досліджуваний детектор; 7 – блок ФЕП, R1307; 8 – додатковий свинцевий

кожух; 9 – рухома опора; 10 – відстань до найближчої стіни; 11 – фіксатор сцинтилятора

3.2 Структура експериментального тракту

Структура експериментального тракту представлена на Рис 3.2. Джерело радіаційного випромінення, наприклад, ^{239}Pu -Ве джерело (енергії нейтронів від 0.1 до 10 MeV, середня енергія нейтронів $E_n = 4.2$ MeV) встановлене в свинцевий сферичний захист для послаблення супутнього гамма випромінення (фотони з $E_\gamma \sim 59$ кеВ від ^{241}Am , що виникає з продуктів розпаду ^{239}Pu , а також високоенергетичних гамма-квантів з $E_\gamma \sim 0.1$ - 4.43 MeV із супутніх реакцій безпосередньо в джерелі). Відстань на осі між центром джерела та вікном детектора становить порядку 100 см.

В якості фотоелектронного приймача сигналів відгуку сцинтилятора використано ФЕП фірми Hamamatsu, серійна модель R1307, що має боросилікатне скляне вікно діаметром 76 мм. Типовий коефіцієнт підсилення 2.7×10^5 . Обраний ФЕП для побудови установки повинен мати достатню швидкодію, що для R1307 становить 8.0 нс для типового часу наростання сигналу та 64 нс для типового часу прольоту електронів. Високовольтний блок живлення налаштовано на напругу 1250 В, що знаходиться в межах робочого плато ФЕП. Сигнал з ФЕП подається на швидкодіючий передпідсилювач з коефіцієнтом підсилення 70 Дб та власним часом наростання сигналу 1.5 нс. Застосування передпідсилювача з такими характеристиками, обумовлене тим, що часи існування ізомерних станів, збуджуваних в реакціях із швидкими нейтронами, знаходяться як в наносекундному так і в мікросекундному часових інтервалах. Передпідсилювач використовується для реєстрації сигналів у двох режимах роботи тракту: однофотонному, часової фільтрації. Використання швидкодіючого тракту обумовлене необхідністю реєструвати сигнали малих амплітуд та коротких за тривалістю імпульсів, що виникають [5] в результаті

розрядки переходів в компаунд-ядрах. Онлайн-моніторинг та контроль сигналу при переналаштуванні режимів роботи здійснюється цифровим осцилографом GDS-3504 з шириною полоси пропускання 500 МГц. Вихідний каскад передпідсилювача представлено у вигляді драйвера лінії на операційному підсилювачі LM7171 Texas Instruments з шириною полоси пропускання 200 МГц, що дозволяє працювати на лінію 50 Ом та передавати сигнал без спотворення форми імпульсу. Опціонально до складу тракту входить вузол формування сигналів на кабелі з можливістю варіації довжини кабелю для підбору часу вкорочення імпульсів. Накопичення амплітудних спектрів з метою контролю відбувалося з використанням цифрового аналізатора DPP PX-5 Amptek.

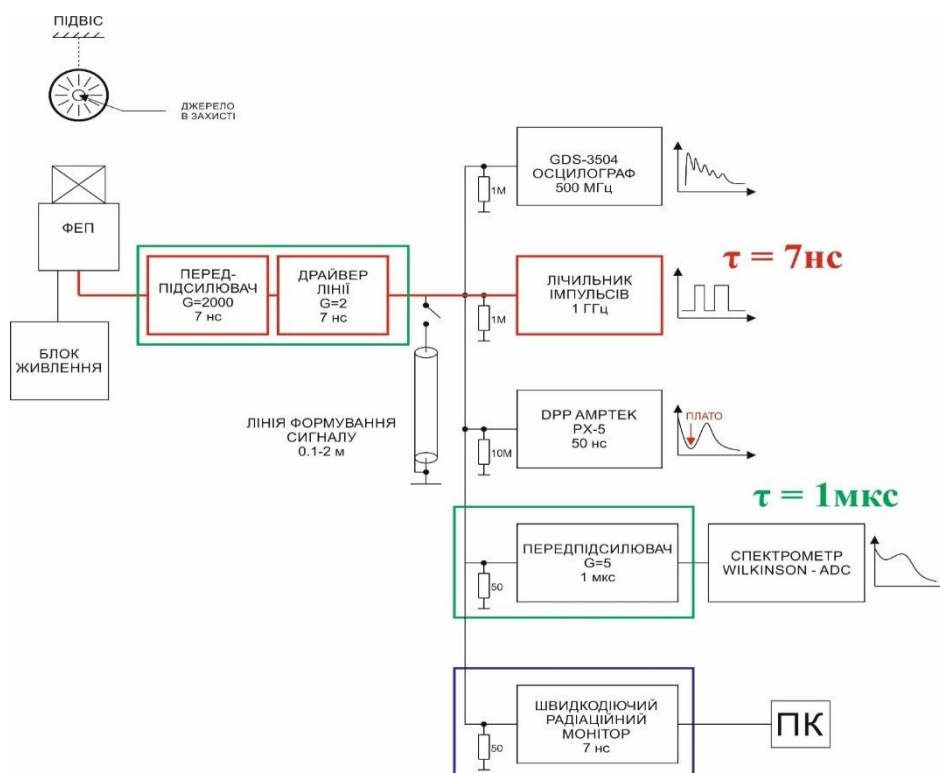


Рис. 3.2 Структура експериментального тракту

Варто зауважити, що структурна схема експериментального тракту Рис. 3.2 містить два канали реєстрації імпульсного відгуку - 1 мкс (виділено зеленим

кольором) та 7 нс (виділення червоним). Послідовне підключення 1 мкс передпідсилювача за 7 нс передпідсилювачем дало можливість здійснювати фільтрацію сигналів, виділяючи механізм взаємодії за формою сигналу відгуку.

3.3 Методика вимірів лічильної ефективності

Для оцінки ефективності реєстрації використано параметр «лічильна ефективність», що представлена в одиницях імпульс·с⁻¹·см⁻² / нейтрон·с⁻¹·см⁻², а саме відношення швидкості лічення детектора з площею вікна 1 см² до густини потоку частинок через детектор [3-7]. Варто зауважити, що кількість імпульсів детектора, що припадають на одну вхідну частинку в секунду є параметром, що дає змогу оцінити ефективність детекторів, в яких продукуються каскадні процеси. За відсутності каскадних процесів лічильна ефективність такого детектора співпадає з енергетичною ефективністю, яка по визначенню не перевищує одиниці. Чутливість пов'язана з енергетичною ефективністю через відношення: $\epsilon = \epsilon \cdot S$, де S – площа вхідного вікна детектора.

В якості еталонних джерел швидких нейтронів були обрані наступні джерела: джерело ²³⁹Pu-Be з потоком нейтронів 1.06×10^5 нейтрон·с⁻¹, джерело ²⁵²Cf з потоком нейтронів 0.95×10^5 нейтрон·с⁻¹. Джерело розміщувалося в середині свинцевої сфери діаметром Ø100 мм. Лінійні розміри джерела ²³⁹Pu-Be - Ø20x30 мм, вага 52 г. Свинцева сфера, окрім задачі компенсації потоку розсіяних нейтронів [52] одночасно послаблює високоенергетичне гамма-випромінення від джерела ²³⁹Pu-Be з наступних реакцій: $^4\text{He} + ^9\text{Be} \rightarrow ^{13}\text{C}^* \rightarrow ^{12}\text{C}^* + n \rightarrow ^{12}\text{C} + n + \gamma$ ($E_\gamma = 4.43$ MeV), $^{13}\text{C}^* \rightarrow ^{13}\text{C} + \gamma$ ($E_\gamma = 3.68$ MeV). В ході експериментальної роботи були з'ясовані наступні поправки: поправка до ефективності реєстрації швидких нейтронів за рахунок гамма-квантів з енергією $E_\gamma = 4.43$ MeV (наприклад для оксидного сцинтилятора ZWO розміром Ø56x40 мм не перевищувала ~ 8%). В такій геометрії було перевірено γ/n відношення для ²³⁹Pu-Be джерела, що становило 0.71, тобто поглинання гамма-квантів з енергією

4.43 MeV в 40 мм свинцю сфери, складало $\sim 15\%$, а ефективність поглинання гамма-квантів з енергією 4.43 MeV в ZWO товщиною 46 мм, складало $\sim 80\%$. Поправка на ефективність реєстрації супутніх гамма-квантів з енергією $E_\gamma = 4.43$ MeV для оксидного сцинтилятора ZWO складала $\sim 7\%$. Пропускання гамма-квантів з енергією 4.43 MeV свинцевою сферою товщиною 50 мм становило $\sim 9.1\%$, поглинання гамма-квантів з енергією 4.43 MeV в ZWO ефективної товщиною 46 мм складала $\sim 76.4\%$

Поправка на поглинання швидких нейтронів в свинцевій сфері за рахунок реакції радіаційного захоплення (n, γ) була визначена експериментально за допомогою детектора ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$ і складала $\sim 2.5\%$. Розмір сцинтилятора, використаного при оцінках ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$ - $\varnothing 15 \times 10$ мм, збагачення по ${}^6\text{Li}$ - 96%. Тепловий пік $(\alpha + t)$ для ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$ мав гамма-аналог 3.98 MeV, швидкі нейтрони реєструвалися в інтервалі енергій 3.98 MeV \div 10 MeV. Поправка на розсіювання від стін приміщення лабораторії швидких нейтронів не перевищувала 3% та визначалася за допомогою детектора ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$ шляхом вимірів відхилення від закону обернених квадратів при реєстрації швидких нейтронів.

Крім того, використання ${}^{137}\text{Cs}$ у порівнянні з ${}^{239}\text{Pu-Be}$, 7 нс дає змогу наближено оцінити вклад атомної підсистеми атомів сцинтилятора за рахунок більш низької енергії збудження сцинтилятора. Також, ${}^{252}\text{Cf}$ дав змогу оцінити вплив гамма-квантів із ${}^{12}\text{C}^*$ - $E_\gamma = 4.43$ MeV.

Вклад розсіяного гамма випромінювання в інтервалі відстаней джерело детектор 1 \div 2 м не перевищував $\sim 1\%$. Поправка визначена шляхом вимірів відхилення від закону обернених квадратів при реєстрації гамма-квантів ${}^{137}\text{Cs}$. Додатково встановлений екран із свинцю товщиною 5 мм послуговував як захист від фонового гамма випромінювання. Коефіцієнт послаблення фону в діапазоні 10 кеВ-150 кеВ складав $\sim 3\%$. Статистична похибка експериментальних вимірів ефективності реєстрації нейтронів складала 2-3 % для детекторів з ефективною товщиною грані ~ 40 мм. Час накопичення даних складав 100 с та чергувався з

вимірами фонового випромінювання за такий самий час, таких експозицій набиралося 5 шт. на один експеримент, тобто 5 шт по 100 с + 100 с.

3.4 Тіньова (вузька) геометрія вимірів ефективності

При вимірах ефективності реєстрації швидких нейтронів сцинтиляторами виникає необхідність зменшення супутнього гамма-випромінювання, що продукується продуктами розпаду самого нейтронного джерела. Для зменшення випромінювання такого типу використовувався поглинач, виготовлений із свинцевих пластин. У методі «вузької» геометрії нейтрони виводяться з пучка усіма процесами взаємодії, тобто пружним розсіюванням, непружним розсіюванням і поглинанням в результаті реакцій, тобто в методі «вузької» геометрії (Рис. 3.3) спектр швидких нейтронів спотворюється лише за рахунок повного поглинання, до перерізу якого входить пружне, непружне і переріз реакції σ_{abs} .

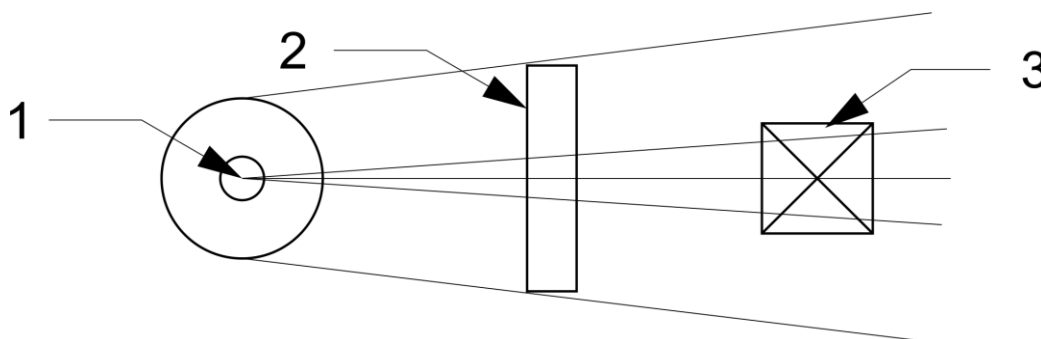


Рис. 3.3 Реєстрація швидких нейтронів у вузькій геометрії: 1 – джерело в сферичному захисті; 2 – фільтр, пластина поглинача; 3 – сцинтиляційний детектор

При енергіях до 10 MeV найбільш значущим є радіаційне захоплення, у результаті якого нейтрон залишається в ядрі і випромінюється гамма-квант:

$$\sigma_{tot} = \sigma_s + \sigma_{abs}, \quad (3.1)$$

$$\sigma_s = \sigma_{el} + \sigma_{in}, \quad (3.2)$$

$$\sigma_{abs} = \sigma_{\gamma} + \sigma_f + \dots \quad (3.3)$$

Пружне розсіяння σ_{el} при резонансних і більш вищих енергіях йде через складене ядро за рахунок енергії зв'язку ядра, Q-реакції. В області, що знаходиться в інтервалі по енергій менших від енергії резонансної області маємо пружне розсіяння на потенціалі, тобто нейтрон може не поглинатися ядром. У той же час в цій області починає превалювати радіаційне захоплення. Непружне розсіювання є важливим, як правило, при енергіях вище за резонансні, $\sigma_{in} \sim 2-3$ барн, і воно йде при $E_n < 50$ MeV через складене ядро. Таким чином, у «вузькій» геометрії на результат експерименту впливають всі види взаємодій, особливо розсіювання, яке істотно залежить від розмірів розсіювача. Отже, за рахунок фактору накопичення коефіцієнт ослаблення нейтронного потоку буде суттєво залежати від розмірів поглинача, що вимагає урахування похибок при дослідженні сцинтиляторів відмінної геометричної конфігурації.

З метою мінімізації розсіяного випромінювання у «вузькій» геометрії розміри поглинача слід вибирати мінімально необхідними, від ~ 15 мм до 60 мм в товщину, в залежності від розміру сцинтилятора та активності джерела іонізуючого випромінювання.

3.5 Виміри ефективності в сфері

Ізотропне джерело нейтронів поміщене в сферичний шар [52] (Рис. 3.4) речовини, здатної тільки розсіювати нейтрони, але не поглинати їх, не змінить числа випромінюваних у зовнішній простір нейтронів. Розсіювання пучка, спрямованого на детектор, компенсується перерозсіянням в детектор з інших точок сфери. В силу сферичної симетрії всього пристрою число нейтронів, що проходять через кожен квадратний сантиметр сферичної поверхні, також залишається незмінним. Отже, сферичний шар не може змінити і швидкість лічення нейтронів в детекторі. Таким чином, метод «сферичної» геометрії усуває

вплив розсіювання (пружного і непружного) та зменшує «паразитний» потік гамма випромінювання при збереженні нейтронного потоку.

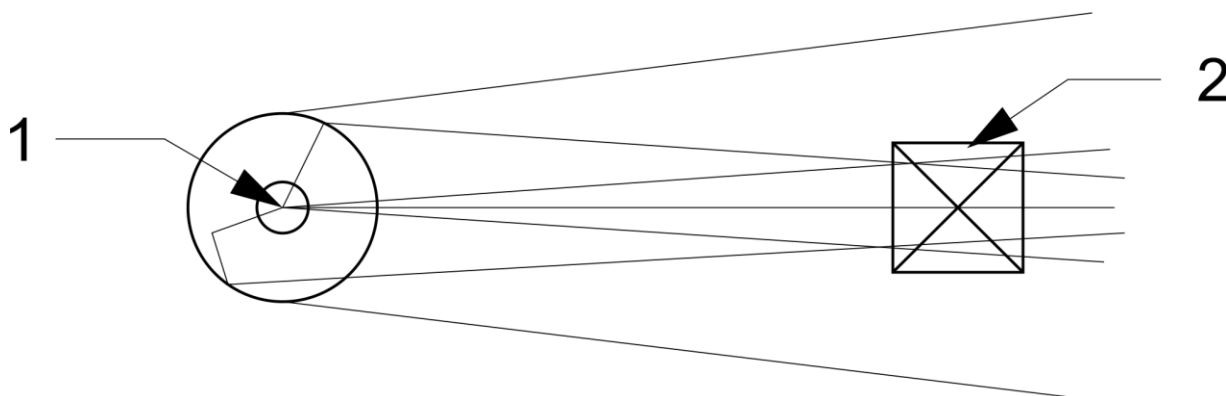


Рис. 3.4 Реєстрація швидких нейтронів у сферичній геометрії: 1 – джерело в сферичному захисті; 2 – сцинтиляційний детектор

Розсіювання в промені, направленому на детектор (передня півсфера), компенсується зворотним розсіюванням в детектор з інших точок кулі (задньої півсфери). Завдяки сферичній симетрії всього пристрою кількість нейтронів, що проходять через кожен квадратний сантиметр сферичної поверхні, також залишиться незмінним. Свинцевий сферичний екран практично не впливає на кількість пружно і непружно розсіяних нейтронів, за винятком нейтронів, що поглинаються в свинцевій кулі за рахунок реакції (n, γ) [61]. Таким чином, куля не змінює швидкість лічення нейтронів в детекторі та виконує функцію послаблення тільки гамма-квантів, але не нейтронного потоку, що призводить до зменшення впливу вторинних гамма-квантів з джерела Pu-Be на точність вимірювань, знижує похибки за рахунок «фактора накопичення», гамма-квантів, розсіяних від стін приміщення. Одним з недоліків сферичної геометрії є збільшення ефективного розміру нейтронного джерела і, як наслідок, необхідність проведення вимірювань на великих відстанях (~ 1 м) у порівнянні з «вузькою» геометрією. Відхилення від закону зворотних квадратів для відстаней більше 1.2 м не перевищує 3%, для відстані до 0.5 - 1.2 м похибка зростає до 30%.

Крім того, злегка спотворюється форма нейтронного спектра в області малих енергій [61].

3.6 Режими роботи тракту. Однофотонний. Імпульсний. Фільтрації.

Вимоги

Однофотонний режим роботи застосовується для отримання максимального відгуку сцинтиляційного детектора на один акт взаємодії радіаційного випромінення з матеріалом сцинтилятора завдяки мінімальному порогу реєстрації, який становить ~ 0.1 кеВ. Однофотонний режим роботи дозволяє отримати максимальне значення лічильної ефективності, у порівнянні з іншими підходами реєстрації нейтронного випромінення. На Рис. 3.5 схематично показана форма однофотонного піка (2), де (1) область шумів електроніки, а область (3) шумів сигналів високих амплітуд (багатофотонні події). Для мінімізації реєстрації вкладу імпульсів високих амплітуд з області (3) та виділення однофотонного режиму роботи була підключена лінія формування сигналу, яка налаштована на час 15 нс. Високовольтний блок живлення ФЕП налаштовано на напругу 1250 В. Таким чином, імпульси шириною більше 15 нс, спричинені особливостями висвічування сцинтилятора, ефективно фільтрувалися лінією формування сигналу, що було підтверджено невисокою загрузкою в області (3). У лічильнику використано дискримінатор з часом наростання ~ 2.5 нс ($\Delta f \sim 140$ МГц).

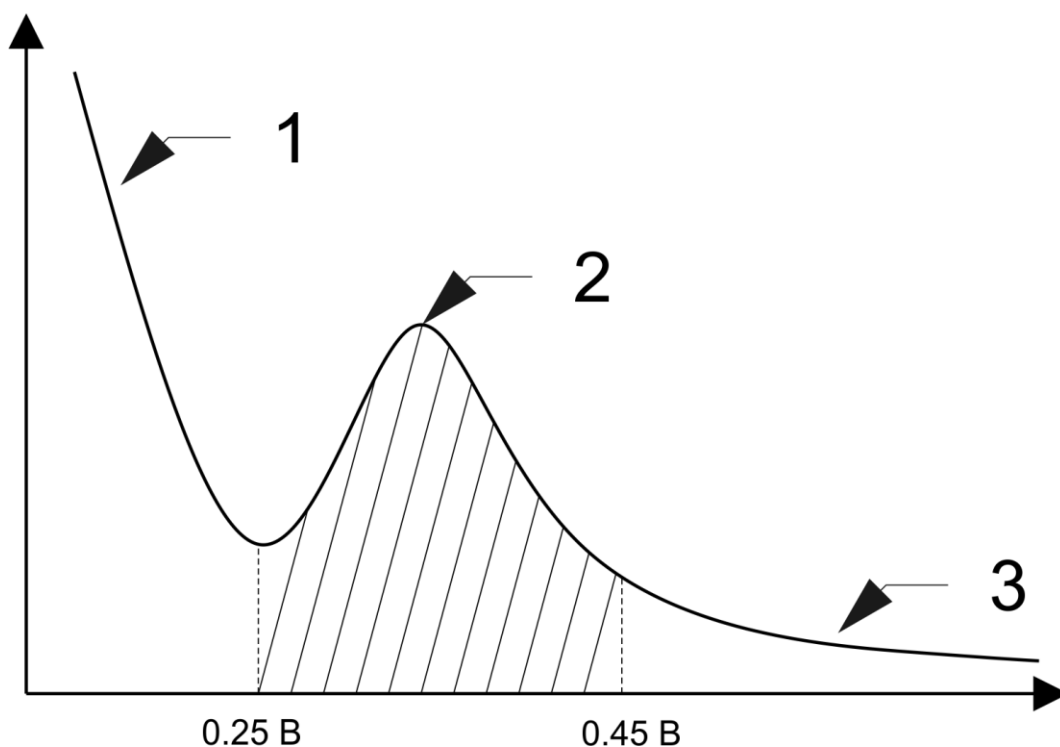


Рис. 3.5 Реєстрація швидких нейтронів у однофотонному режимі реєстрації:
1 – область шумів електроніки; 2 – однофотонний пік; 3 – шумова область

Так як завантаження в області (3) по відношенню до області однофотонного піка (1) має значно меншу величину, це дозволяє реєструвати однофотонний відгук без застосування диференціального амплітудного дискримінатора. Форма амплітудного розподілу представлена на Рис. 3.8.4-3.8.11, отримана з використанням цифрового аналізатора Amptek DPP PX-5, передпідсилювач якого налаштовано на мінімально можливий час формування в 50 нс. Поступовим підвищенням підсилення ФЕП починаючи з 1000 В досягають виділення однофотонного піка (Рис. 3.6.2 (2)) з лівої області власних шумів ФЕП (1). При напрузі, рівній 1250 В чітко проявляється долина між областю (1) та (2), позиція якої відповідає порогу дискримінатора лічильника в $U=0.25$ В.

Імпульсний режим (7 нс+ 1 мкс) роботи використовується при роботі із органічними сцинтиляторами (полістирольні сцинтиляційні пластики, UPS-923A, Amcryst UPS-96M) та їм подібними, KDP).

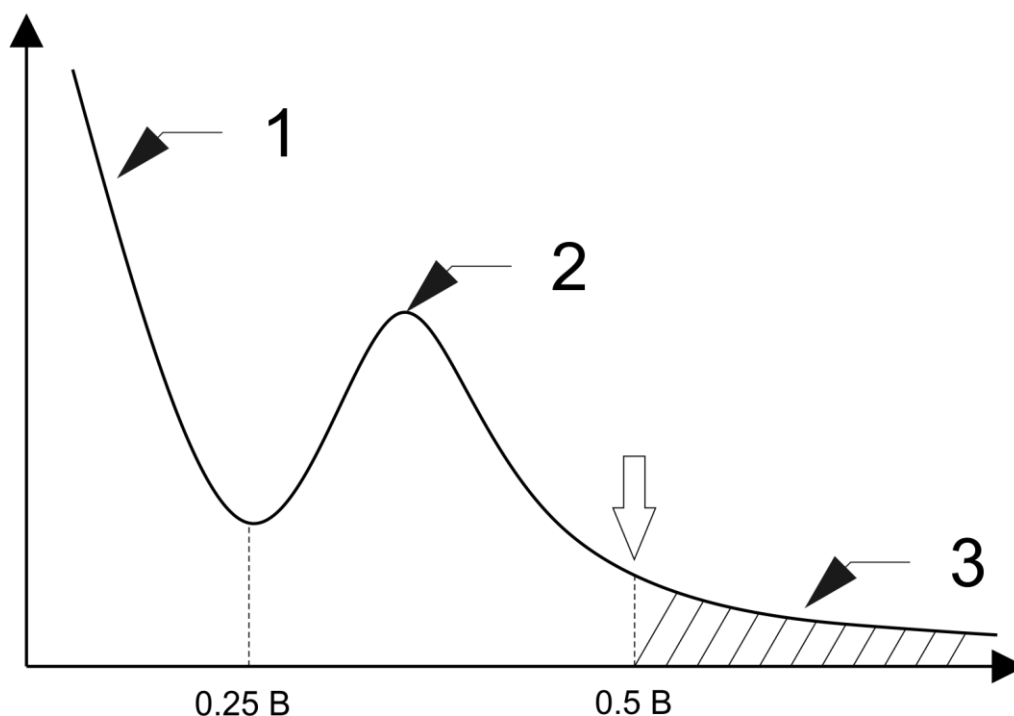


Рис. 3.6 Реєстрація швидких нейтронів у імпульсному режимі реєстрації: 1 – область шумів електроніки; 2 – однофотонний пік; 3 – поріг 0.5 В та імпульсна область

Імпульсний режим роботи дозволяє мінімізувати дисперсію реєстрованого сигналу, тим самим збільшити реальну відстань виявлення джерел іонізуючого випромінення. Для роботи в імпульсному режимі реєстрації тракт налаштовують наступним чином. Напруга ФЕП обирається на рівні 1250 В (R1307 Hamamatsu), при коефіцієнті підсилення швидкодіючого передпідсилювача в 70 Дб. На схилі однофотонного піка обирають робочу точку, яка відповідає порогу дискримінатора лічильника імпульсів і рівна 0.5 В. На Рис. 3.6 схематично показано початок області імпульсного режиму роботи (3) (стрілка), що відповідає порогу 0.5 В, показано присутній однофотонний пік (2), зона власних шумів ФЕП (1). Лінія формування сигналу при цьому відключена для врахування вкладу імпульсів всіх можливих часових тривалостей, що може забезпечити сцинтилятор.

Режим фільтрації використовується для виділення сигналу, що відповідає певному механізму $((n, n'\gamma)_{in})$ та оцінки вкладів механізмів, що продукуються з

реакцій нейтронів з матеріалом сцинтилятора. Режим передбачає накопичення експериментальних даних з наступними часовими інтервалами інтегрування сигналів з ФЕП: 1 мкс. На Рис. 3.7 зображена типова форма розподілу імпульсів в режимі фільтрації 1 мкс. Область корисного сигналу (2) виділена встановленням порогу реєстрації на рівні 220 каналу, де (1) вироджений однофотонний пік. У логарифмічному масштабі осі Y робоча точка близька до точки злому, дає змогу більш надійно відділити межу 1-фотонного піка.

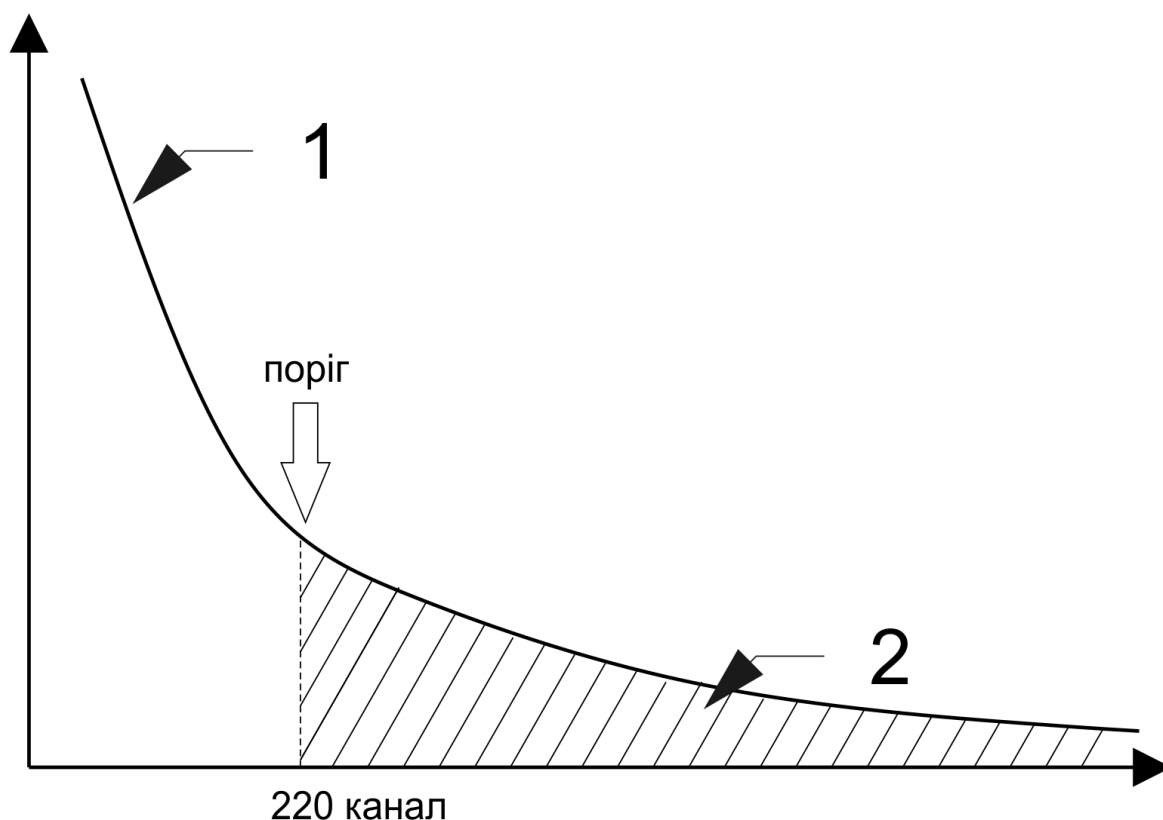


Рис. 3.7 Реєстрація швидких нейтронів у режимі фільтрації: 1 – область однофотонного відгуку; 2 – область реєстрації фільтрованого сигналу

В режимі фільтрації за сталої часу інтегрування 1 мкс, при реєстрації нейтронного випромінювання від джерела нейтронів ^{241}Am , в області (2) виділяється пік ^{241}Am Рис. 3.8. Величина сигнального завантаження в такому режимі для фонового випромінювання становить 90 – 100 імпульсів/секунду, для джерела ^{241}Am порядку 360 імпульсів/секунду. При збільшенні сталої часу

інтегрування до 6 мкс однофотонний пік продовжує виділяється з шумової області сигналів (Рис. 3.7, 3.9).

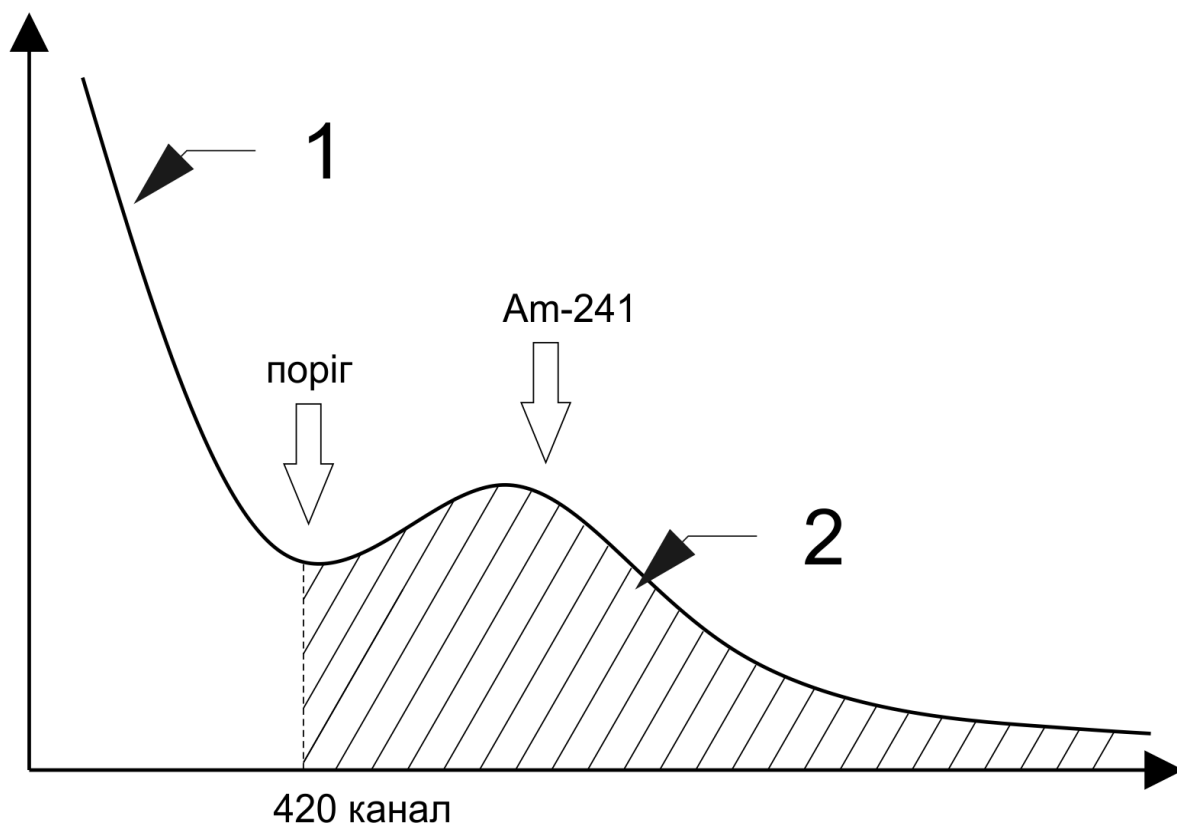


Рис. 3.8 Реєстрація швидких нейтронів у режимі фільтрації 1 мкс: 1 – область однофотонного відгуку; 2 – область реєстрації фільтрованого сигналу, пік ^{241}Am

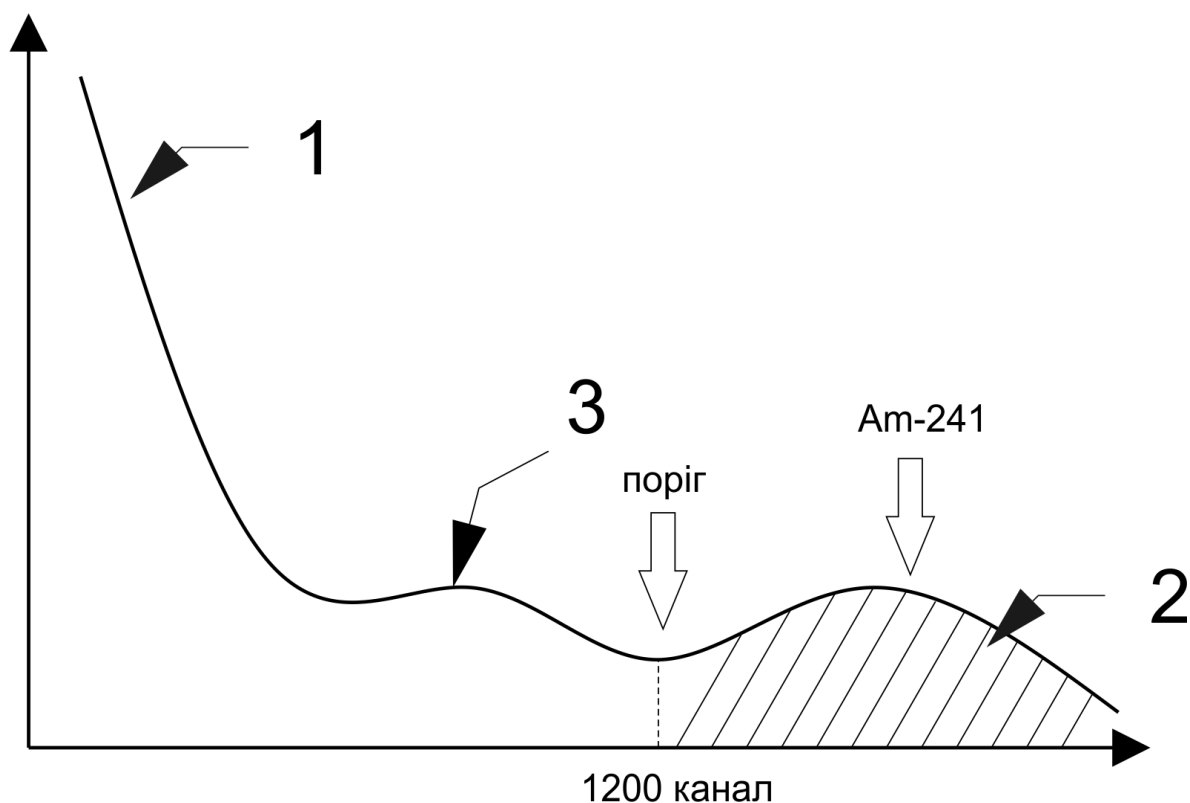


Рис. 3.9 Реєстрація швидких нейтронів у режимі фільтрації 6 мкс: 1 – область шумів електроніки; 2 – область реєстрації фільтрованого сигналу, пік ^{241}Am ; 3 – область однофотонного відгуку

3.7 Вибір порогу реєстрації. Диференціювання сигналу

Вибір порогу реєстрації дозволяє виділяти сигнали, що породжуються окремими механізмами взаємодії швидких нейтронів з матеріалами сцинтиляторів. Так як амплітуда імпульсу відгуку напряму пов'язана з енергією частинки, що їй відповідає, то вибір порогу дає змогу відокремлювати процеси, що виникають в сцинтиляторі, за амплітудою їх відгуку. Спектрометричний підхід реєстрації в силу особливостей формування сигналу та електронної структури не в змозі забезпечити реєстрацію усіх імпульсів відгуку з сцинтилятора. Це питання вирішується застосуванням швидкодіючого лічильника імпульсів з можливістю встановлення порогу дискримінації вхідного сигналу за амплітудою. Сам поріг реєстрації є напругою, яка відповідає

швидкості лічення імпульсів в певному каналі та відокремлює область корисного сигналу. Значення порогу визначають побудовою кривої, точки якої визначені шляхом диференціювання швидкості лічення відгуку з детектора з інтервалом ~ 100 мВ при експозиції 60 секунд. Під час набору даних з отримання порогу реєстрації детектор додатково підсвічують джерелом швидких нейтронів $^{239}\text{Pu-Be}$. На Рис. 3.10 показано графік, що демонструє відокремлений поріг реєстрації для лічильного тракту із швидкодією 7 нс.

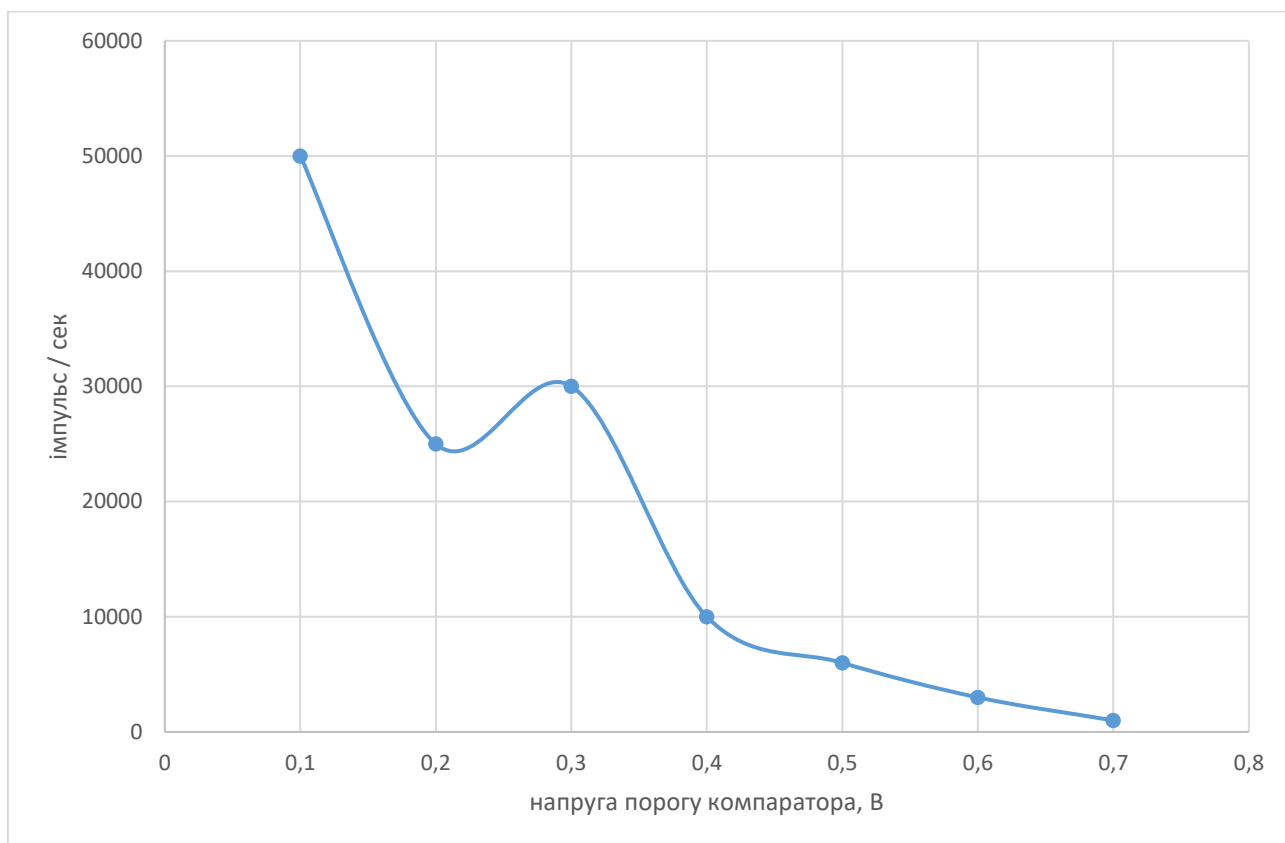


Рис. 3.10 Визначення порогу реєстрації шляхом диференціювання кількості імпульсів відгуку в залежності від обраного значення порогу реєстрації сигналу

3.8 Часова фільтрація сигналу відгуку

Часова фільтрація дозволяє відокремити процеси взаємодії швидких нейтронів з об'ємом сцинтилятора. По мірі сповільнення та здійснення реакцій енергія нейтронів зменшується, що в свою чергу відкриває можливості для

реалізації реакцій, що домінують в певній частині резонансної області. На Рисунку 3.11 показано резонансну область та переріз для супроводжуваних реакцій в інтервалі енергій 0.025 eV – 10 MeV.

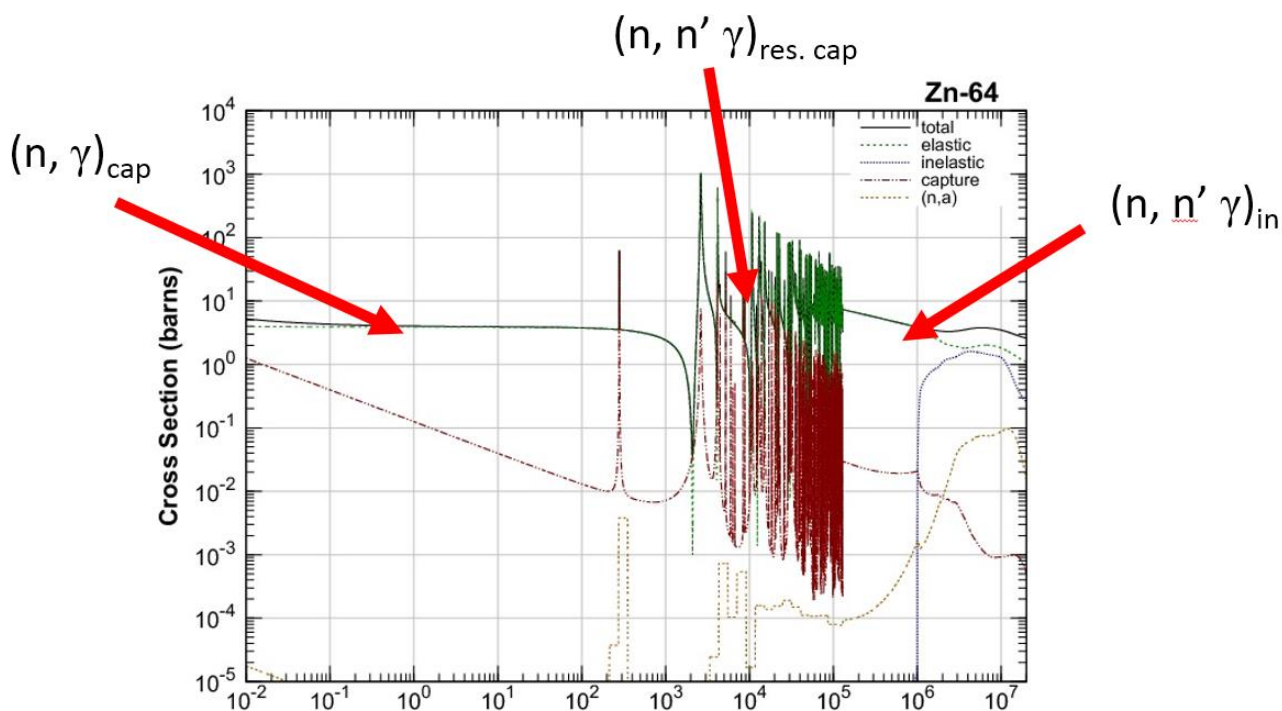


Рис. 3.11 Механізми взаємодії швидких нейтронів у інтервалі енергій 0.025 eV – 10 MeV для ядра цинку-64, що входить до складу сцинтилятора ZnWO_4

Сигнал відгуку з ФЕП, що підсилений швидкодіючим передпідсилювачем, дає змогу виділити сигнали малих амплітуд. Ці сигнали є корисним відгуком, що породжується в сцинтиляторі при опроміненні його нейтронним потоком чи гамма-квантами. Таким чином, підсилений сигнал дає змогу відчувати приріст сигналу від продуктів реакцій, породжених в детекторі, що мають невеликий переріз взаємодії 1 – 100 мб та низьку енергію ($E_\gamma < 1$ keV) вторинних гамма-квантів як продуктів взаємодії швидких нейтронів. Для перевірки наявності механізмів в певному сцинтиляторі був запропонований наступний аналіз – часова фільтрація сигналу (відбір за формою імпульсу). Сигнал накопичується двома каналами: - швидкодіючим (7 нс) трактом та послідовно підключеними швидкодіючим (7 нс) та спектрометричним (1 мкс) трактом.

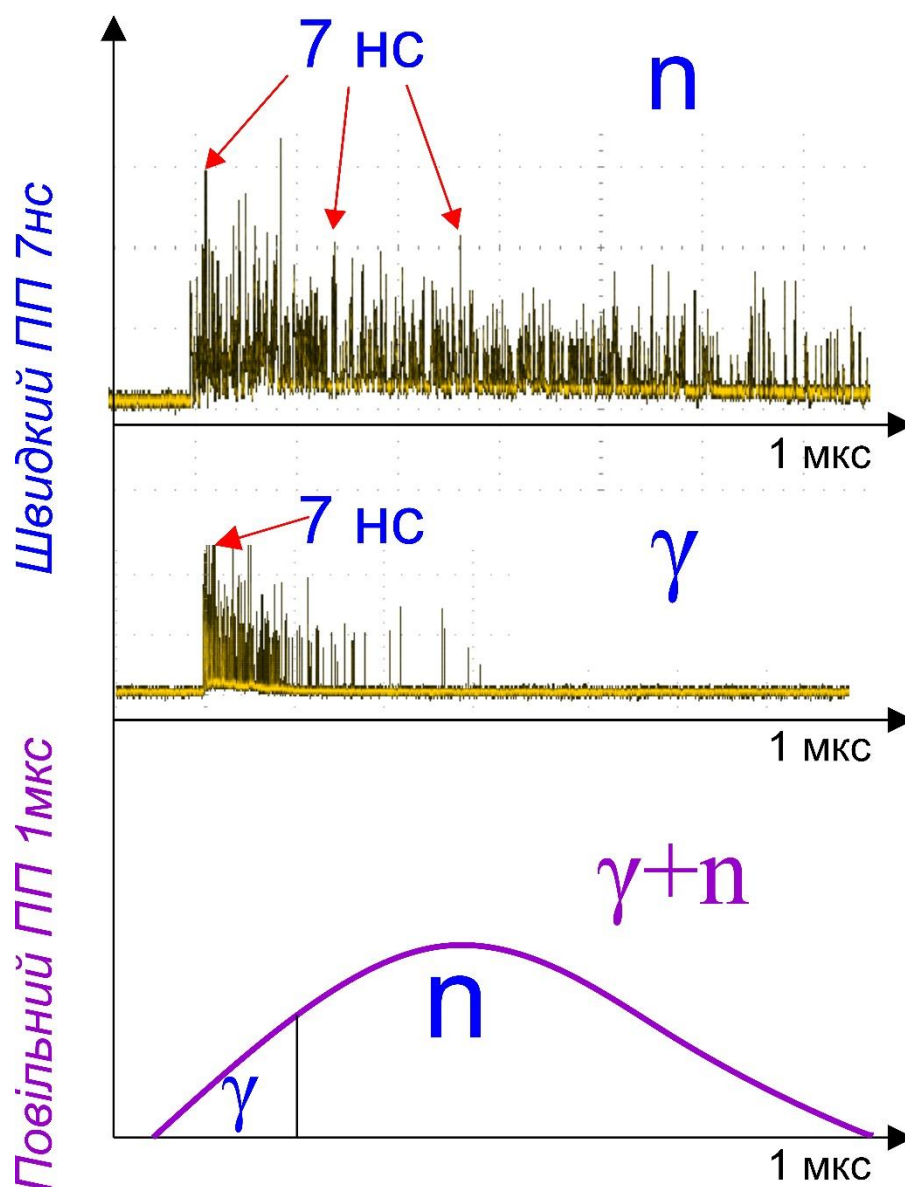


Рис. 3.12 Методика фільтрації сигналу відгуку ФЕП нейтронного та гамма випромінення двома передпідсилювачами (7 нс та 1 мкс), підключеними послідовно

Схематично такий підхід розкрито на Рис. 3.12. У відгуку з повільного передпідсилювача доля імпульсів від гамма-квантів значно менша за нейтронний вклад, що пояснюється формою імпульсів в швидкому тракті, що в свою чергу при інтегруванні 1 мкс передпідсилювачем виділяє домінуючий вклад сигналу відгуку нейтронної компоненти.

На рисунку 3.13 приведено імпульси відгуку сцинтилятора UPS-923A, відгук на швидкі нейтрони має затягнутий задній фронт та більш короткий задній фронт для гамма випромінювання при спільному передньому фронті, що слугує точкою прив'язки.

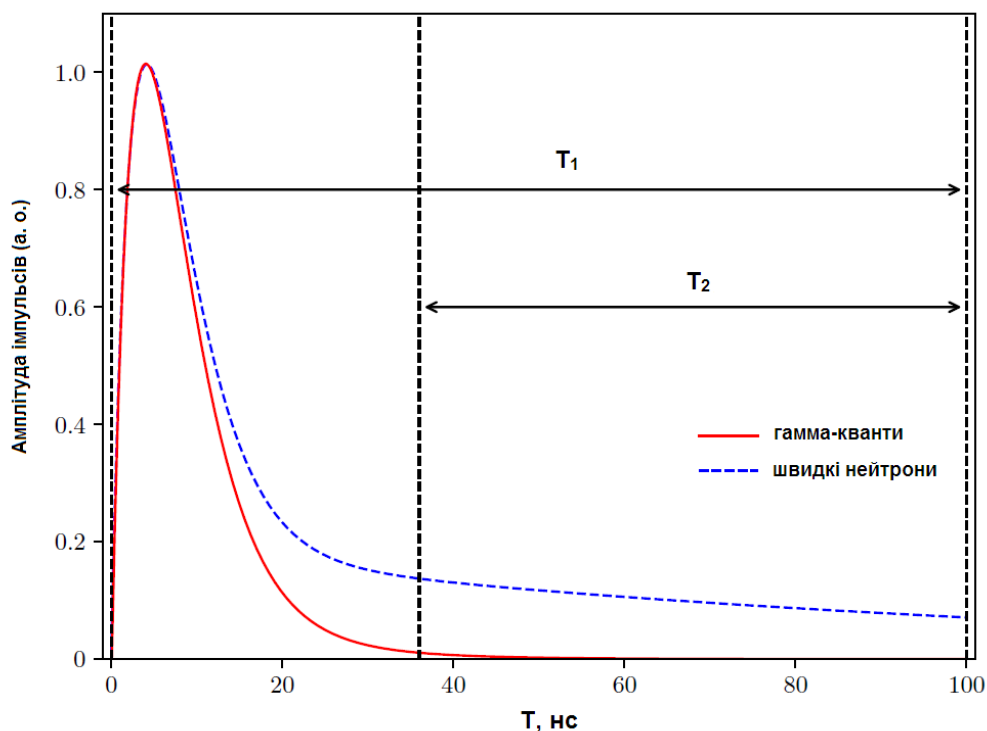


Рис. 3.13 Імпульси відгуку сцинтилятора UPS-923A на швидкі нейтрони та гамма-випромінювання. Спільний передній фронт, задній фронт відрізняється часом спаду у випадку спільної реєстрації []

На рисунках Рис. 3.14 - Рис. 3.21 показане виділення однофотонного піку шляхом поступової часової фільтрації від 2 мкс до 50 нс з використанням спектрометричного комплексу Amptek DPP PX-5. Передпідсилювач Amptek спектрометру дозволяє налаштовувати час формування сигналу, що подається на АЦП. Шляхом передналаштувань параметру Peaking time, що відповідає за час формування сигналу, який подається на амплітудний аналіз, були отримані амплітудні спектри, які демонструють наглядно місцезнаходження

однофотонного піку та процедуру його виділення. Характеристики сигналу, час формування та передналаштування спектрометра вказані на рисунках справа в панелі інформації. Поступово зменшуючи час формування сигналу, збільшується кількість зареєстрованих відгуків відповідного часового інтервалу, що дозволяє відділяти процеси, продуковані нейтронним випроміненням в сцинтиляторі. Приведені спектри отримані при робочій напрузі ФЕП 1250 В. Методологія виділення однофотонного піку та амплітудного спектру з застосуванням фільтрації сигналу зберігається для всіх досліджених сцинтиляторів GSO, ZWO, BGO, UPS-923A, CWO, KDP.

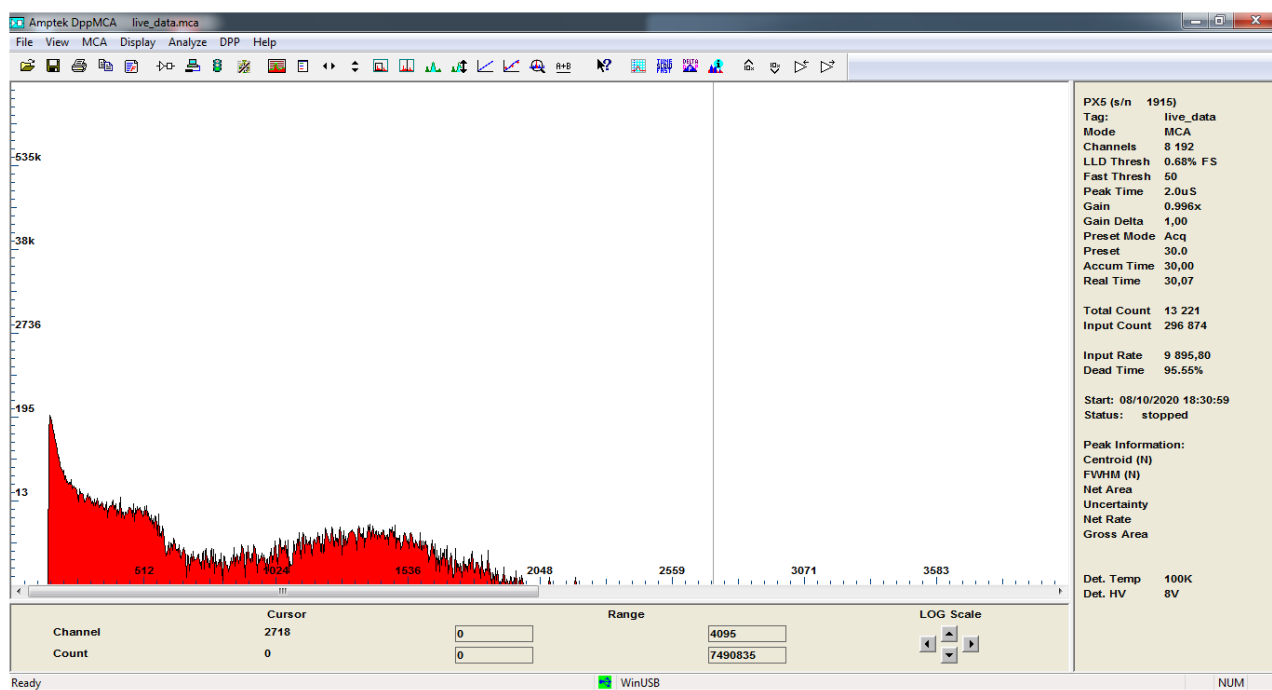


Рис. 3.14 Методика фільтрації сигналу відгуку. Час формування 2 мкс

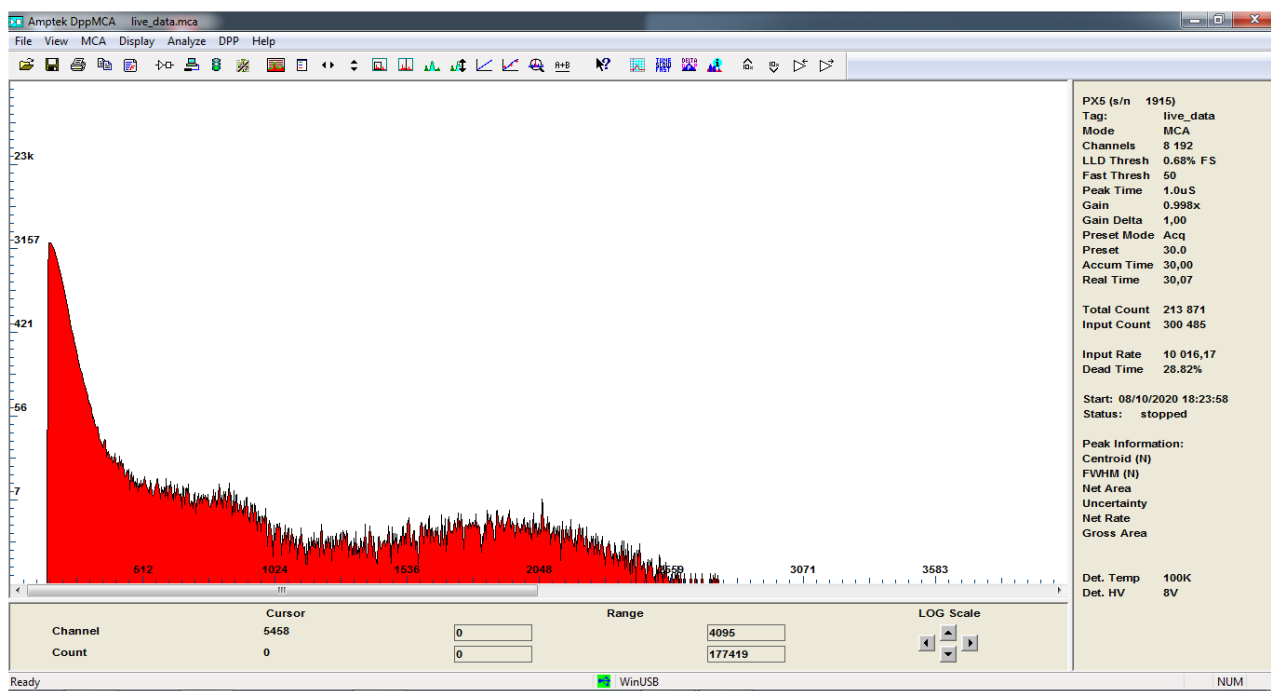


Рис. 3.15 Методика фільтрації сигналу відгуку. Час формування 1 мкс

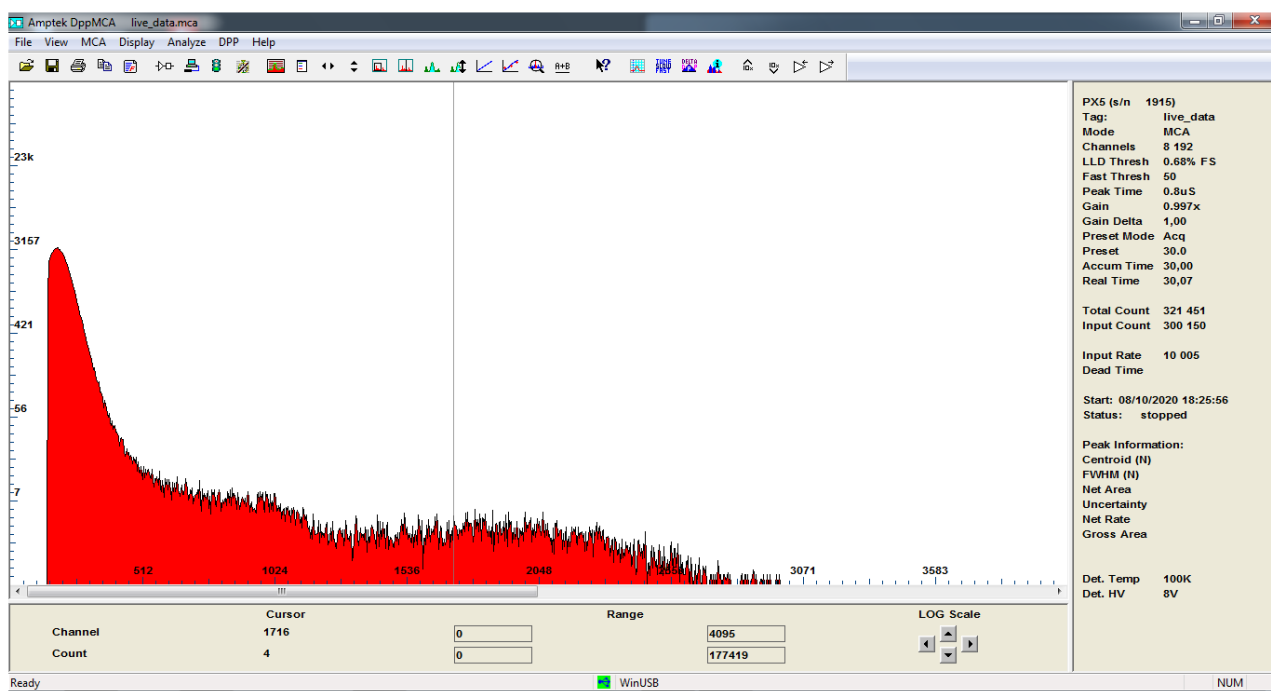


Рис. 3.16 Методика фільтрації сигналу відгуку. Час формування 0.8 мкс

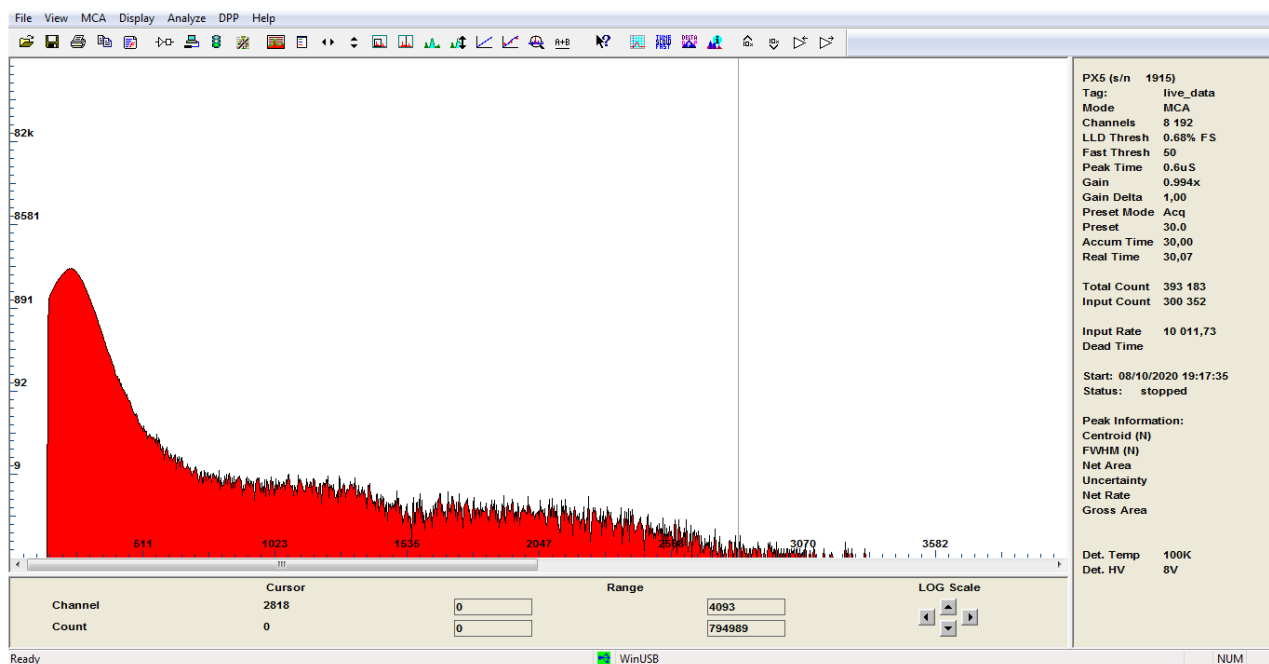


Рис. 3.17 Методика фільтрації сигналу відгуку. Час формування 0.6 мкс

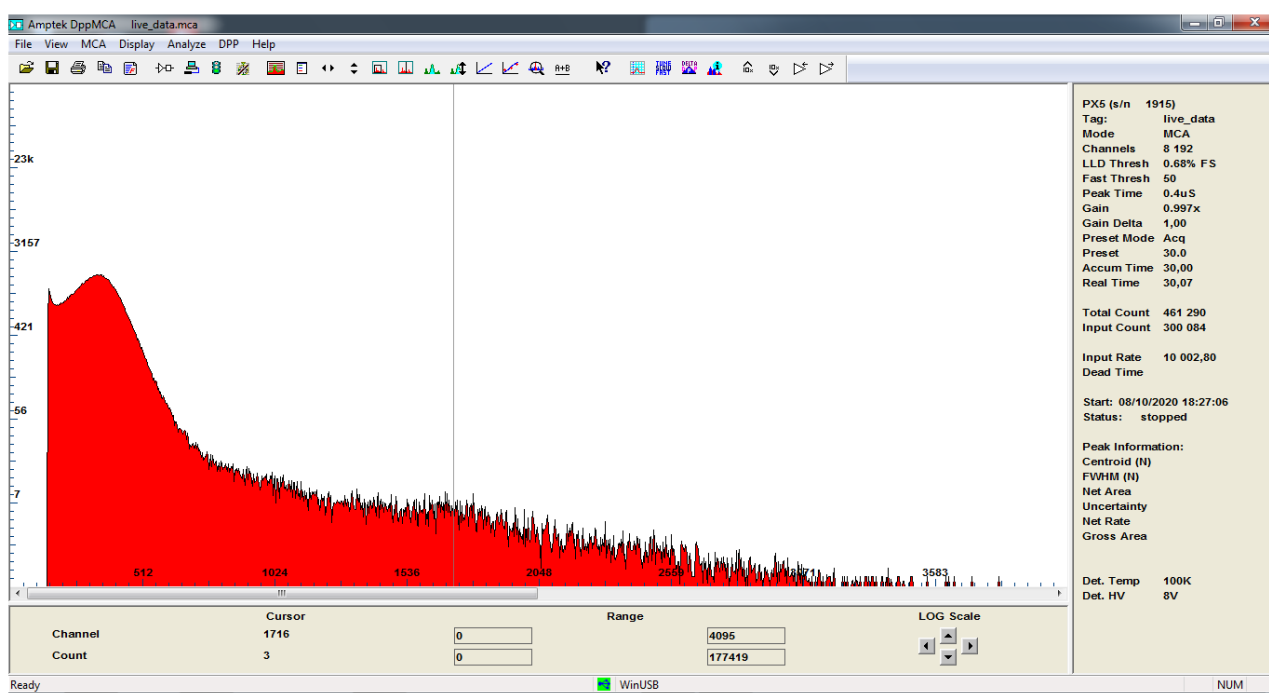


Рис. 3.18 Методика фільтрації сигналу відгуку. Час формування 0.4 мкс

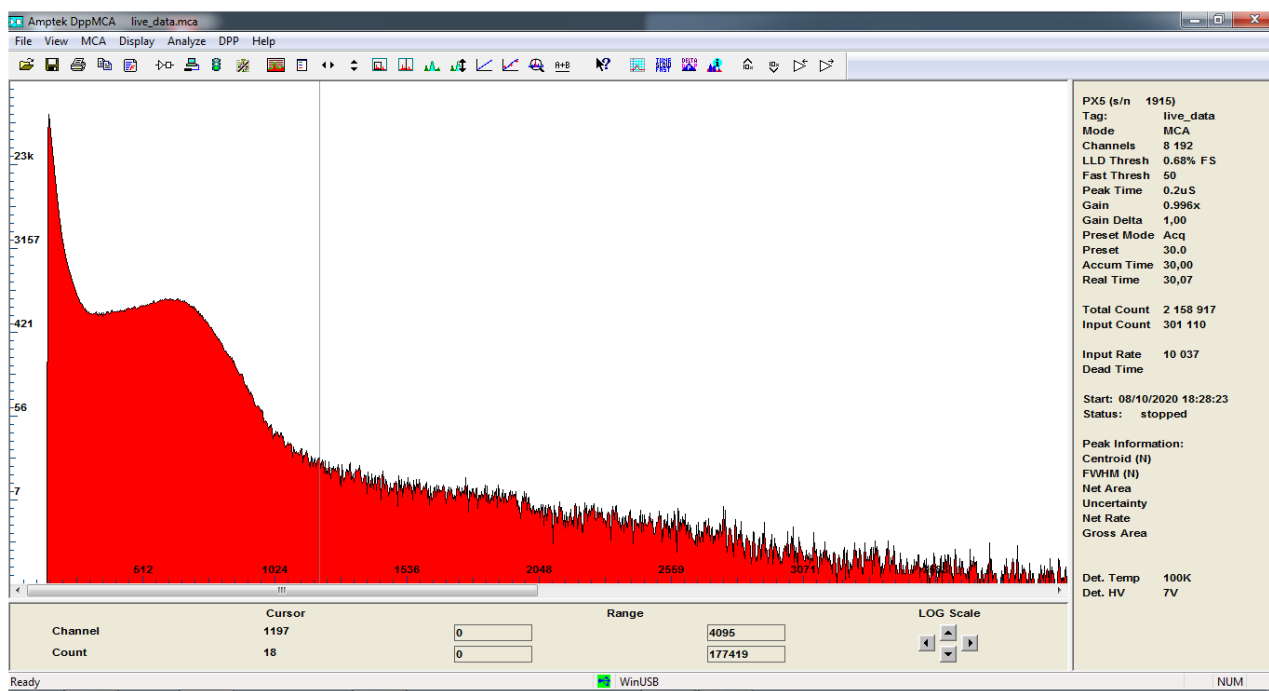


Рис. 3.19 Методика фільтрації сигналу відгуку. Час формування 0.2 мкс

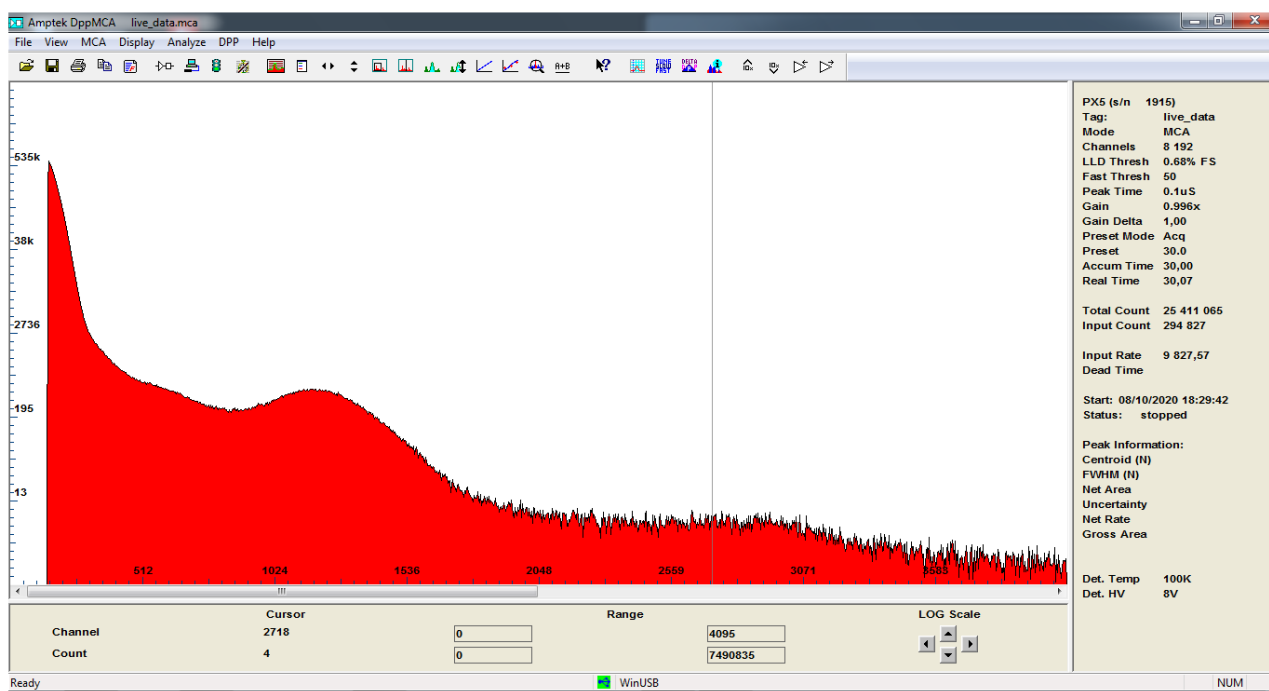


Рис. 3.20 Методика фільтрації сигналу відгуку. Час формування 0.1 мкс

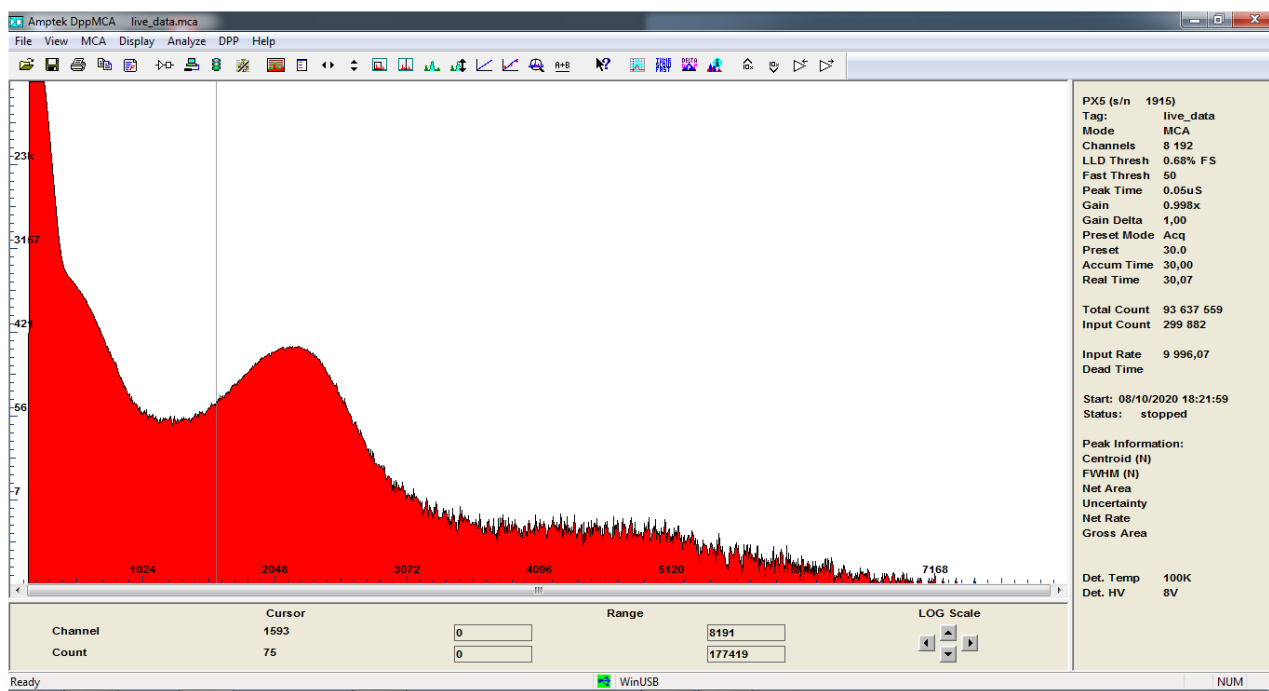


Рис. 3.21 Методика фільтрації сигналу відгуку. Час формування 50 нс

3.9 Швидкодіючий передпідсилювач сигналу ФЕП

Аналіз інтервалів часу, в яких відбуваються, власне, процеси взаємодії швидких нейтронів з речовиною сцинтилятора показав, що такого типу подальші дослідження потребують поступової розробки нового вимірювального тракту на основі швидкодіючого, малошумного передпідсилювача з можливістю гнучко корегувати параметри як підсилення так і параметри формування вихідного сигналу. Був розроблений швидкодіючий вимірювальний тракт на основі швидкодіючого передпідсилювача для покращення часової роздільної здатності вимірювального тракту при реєстрації відгуку сцинтиляторів та аналізу вкладів механізмів реєстрації в однофотонному режимі реєстрації. Передпідсилювач побудовано на шести послідовно ввімкнених операційних підсилювачах ADA4817-1, структурна схема передпідсилювача представлена на Рис. 3.22.

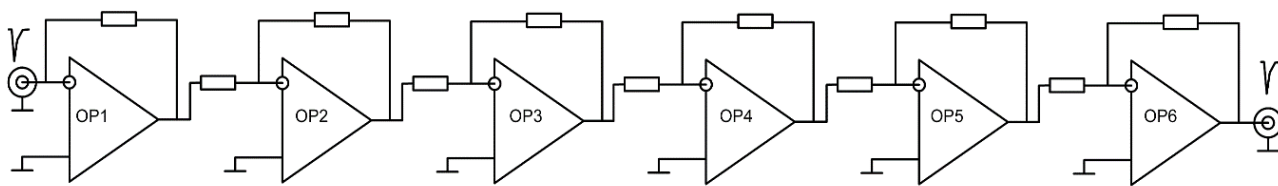


Рис. 3.22 Структурна схема швидкого передпідсилювача сигналу ФЕП

Проблема збереження максимальної пропускнуєї спроможності при сумарному коефіцієнті підсилення 70 Дб була вирішена рівномірним розподіленням підсилення між шістьма операційними підсилювачами Рис. 3.22. Коефіцієнт підсилення на один каскад становить не більше 3. До операційних підсилювачів, що входять до складу передпідсилювача, висувалися вимоги по швидкодії та шумовій складовій. Компоненти були відібрані за наступними ключовими характеристиками: висока пропускну спроможність 1050 МГц при коефіцієнті підсилення 1 та $R_L = 100 \text{ Ом}$; низький вхідний струм зміщення 2 пА, малий власний шум; швидкість наростання сигналу 870 В/мкс. Принципова електрична схема передпідсилювача детально представлена на Рис. 3.23 та загальний вигляд на Рис. 3.24. Сигнал з ФЕП подається на вхід через роз'єм P1, має захист від перенапруги, що виконано на VD1 – VD10 швидкодіючих (4 нс) кремнієвих діодах LL4148. Перший каскад підсилювача DA1 виконано за принципом перетворювача струм-напруга з нульовим вхідним опором та резистором зворотного зв'язку в 360 Ом. Послідуючі каскади D1 – DA5 побудовані як інвертори сигналу зі сталим коефіцієнтом підсилення не більше 3 на каскад. Ємність конденсаторів компенсації в петлі зворотнього зв'язку каскадів D1 – D4 становить не більше 2.2 пФ та для D5 вихідного каскаду в 15 пФ. Додатково є проміжний вихід сигналу на роз'єм P2 для роботи з меншим підсиленням експериментального тракту. Вихід передпідсилювача виведено на роз'єм P5 через розв'язуючий конденсатор C44 та опційно є можливість навантаження резистором узгодження R28. Не менш важливим елементом

ядерної електроніки є надійне бортове живлення окремих блоків, що входять до експериментального тракту. Конструктив бортового джерела живлення має виключити шумові складові головного блока живлення та здійснити розв'язку між окремими компонентами вимірювального тракту для попередження їх взаємного впливу. Ряд мір прийнято при побудові штатного блоку передпідсилювача. Біполярна напруга від головного блоку живлення подається на плату через роз'єм Р4 на попередній комбінований фільтр LC, в якому компоненти L5, L15, L6 виконані на феритових бусинах. Стабілізатори напруги лінійні, тип LM7805, LM7905. Стабілізатори напруги встановлені на радіатори. Для додаткової фільтрації та розв'язки ланцюгів живлення напруга на операційні підсилювачі заведена через LC фільтри. Плата розміщена в екранованому корпусі та електрично з'єднана з ним.

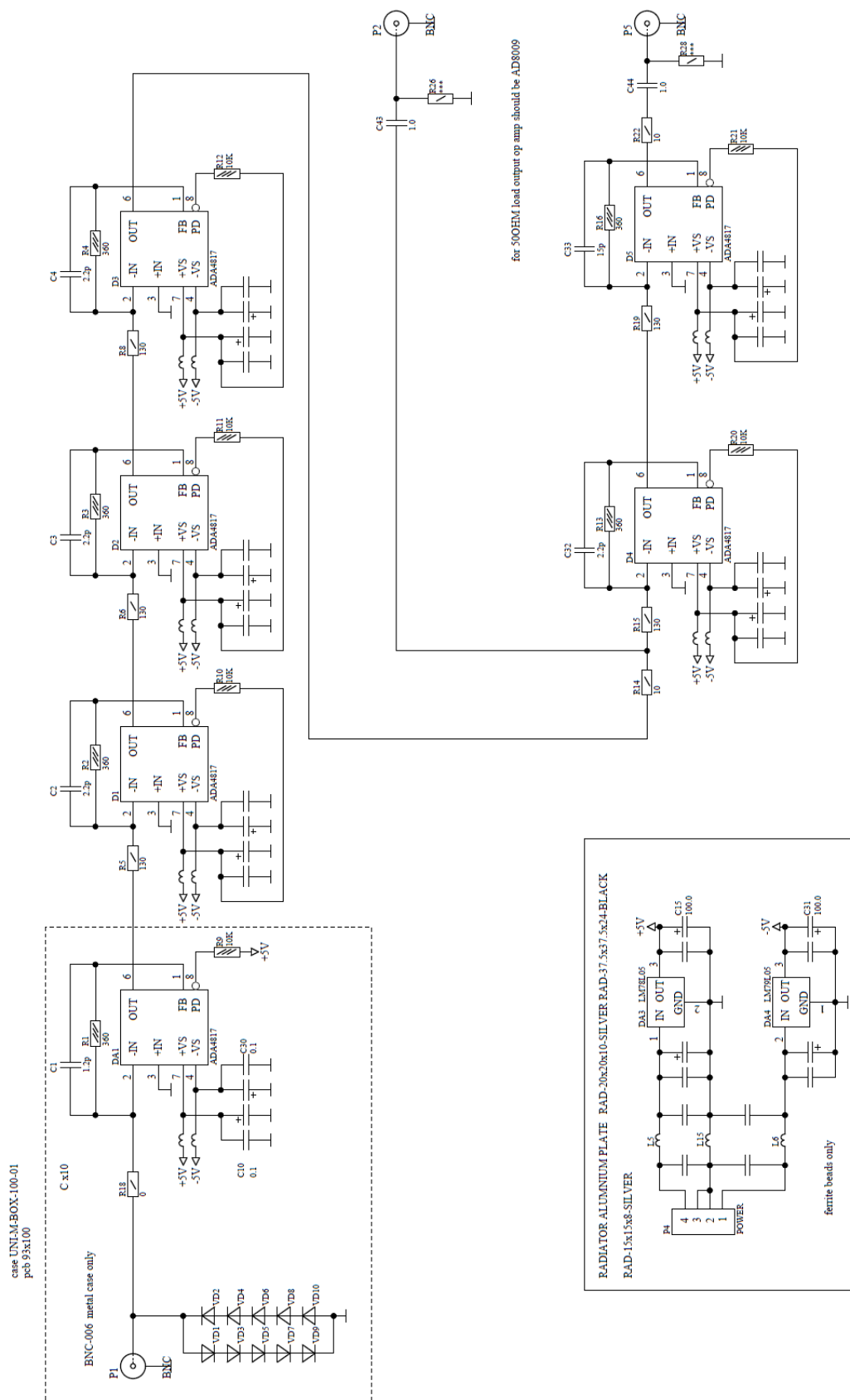


Рис. 3.23 Принципова електрична схема швидкодіючого передпідсилювача сигналів ФЕП

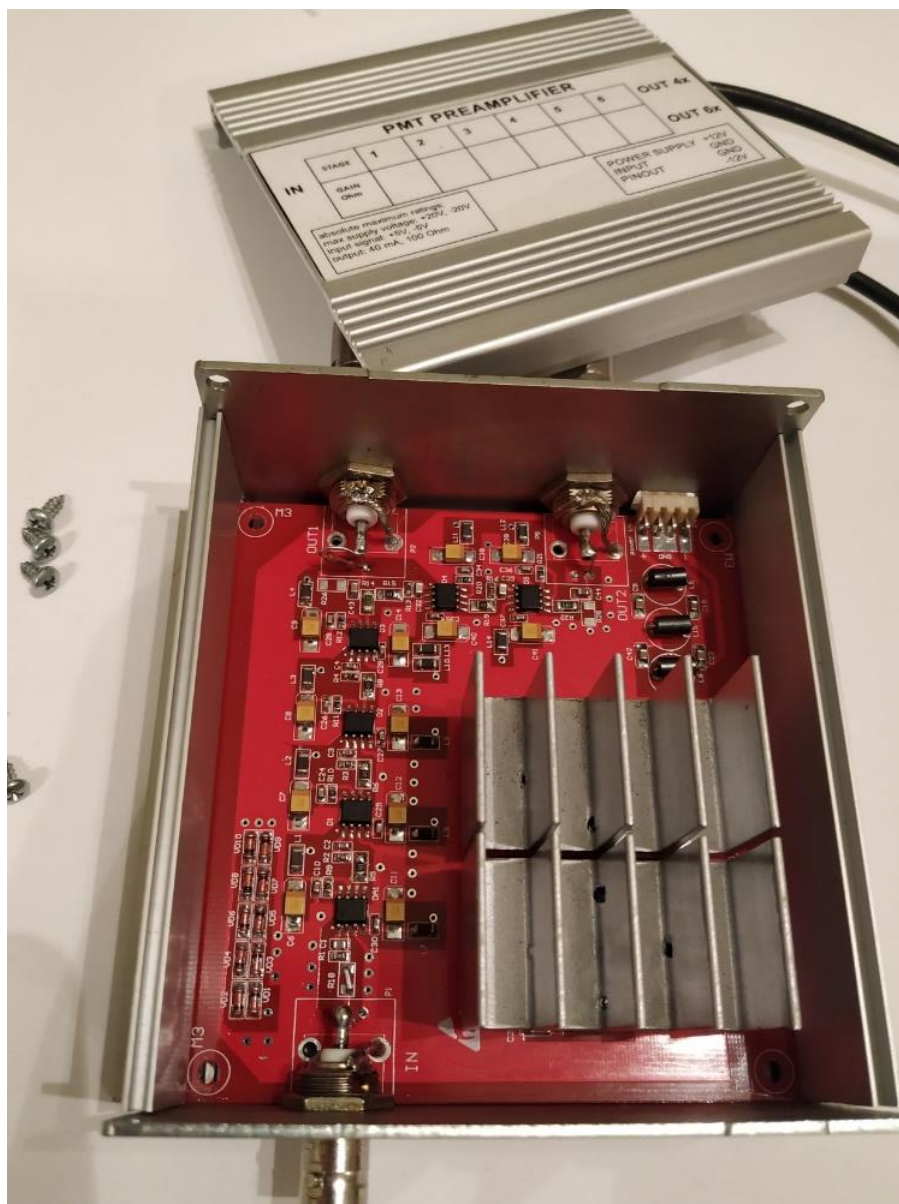


Рис. 3.24 Швидкодіючий передпідсилювач сигналів ФЕП, вид зсередини

Власний шум базової лінії передпідсилювача - 5 мВ, при підключеному ФЕП - 10 мВ. Типова форма відгуку, що отримана за допомогою передпідсилювача, представлена на Рис. 3.25, ширина імпульсів відгуку порядку 15 нс.

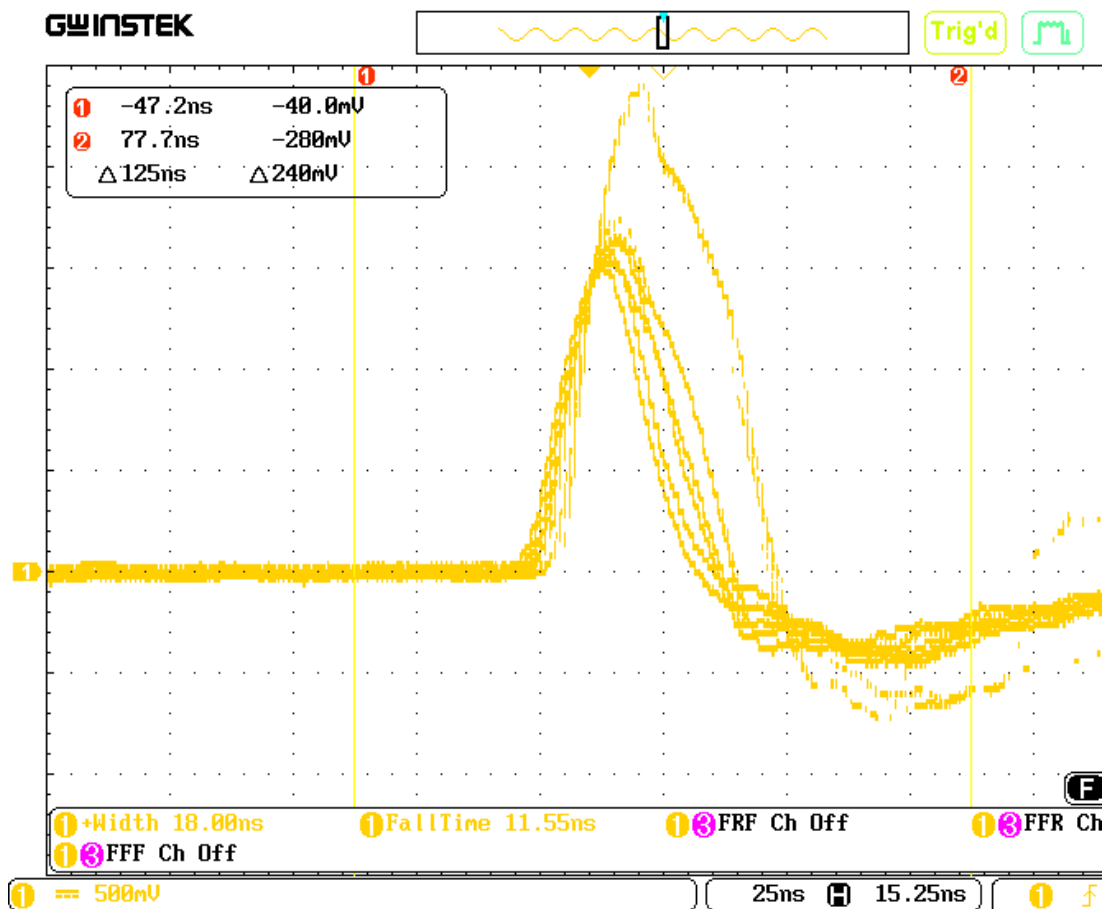


Рис. 3.25 Сигнал на виході широкосмугового каналу при реєстрації нейтронів. Масштаб по осі Т - 25 нс/кліт. Негативний викид на задньому фронті сигналу обумовлений диференціюючою лінією затримки, $2\tau = 20$ нс

Розрядка збуджених станів, особливо з малим часом існування від 1 до 10 нс та вище супроводжується випусканням гамма-квантів, у тому числі і достатньо низькоенергетичних. Для дослідження процесів взаємодії швидких нейтронів з сцинтиляторами інтерес представляють вторинні гамма-кванти, час висвічування яких міститься в інтервалі ~ 1 нс - 100 мкс, саме реєстрація яких і реалізується створеним передпідсилювачем. В експериментах використана методика вимірів лічильної ефективності, що реалізується в однофотонному

режимі ФЕП при низьких порогах реєстрації ~ 0.10 кеВ. Часова роздільна здатність тракту не гірше 2.5 нс. Однофотонний режим висуває високі вимоги до передпідсилювача, а саме коефіцієнт підсилення по напрузі не нижче 2000. низький рівень шумів на вході, трансімпедансний режим роботи вхідного каскаду, полосу пропускання не нижче 200 -300 МГц.

На Рис. 3.26 приведено апаратний спектр сцинтилятора ZWO в однофотонному режимі реєстрації при опроміненні нейтронами $^{239}\text{Pu-Be}$.

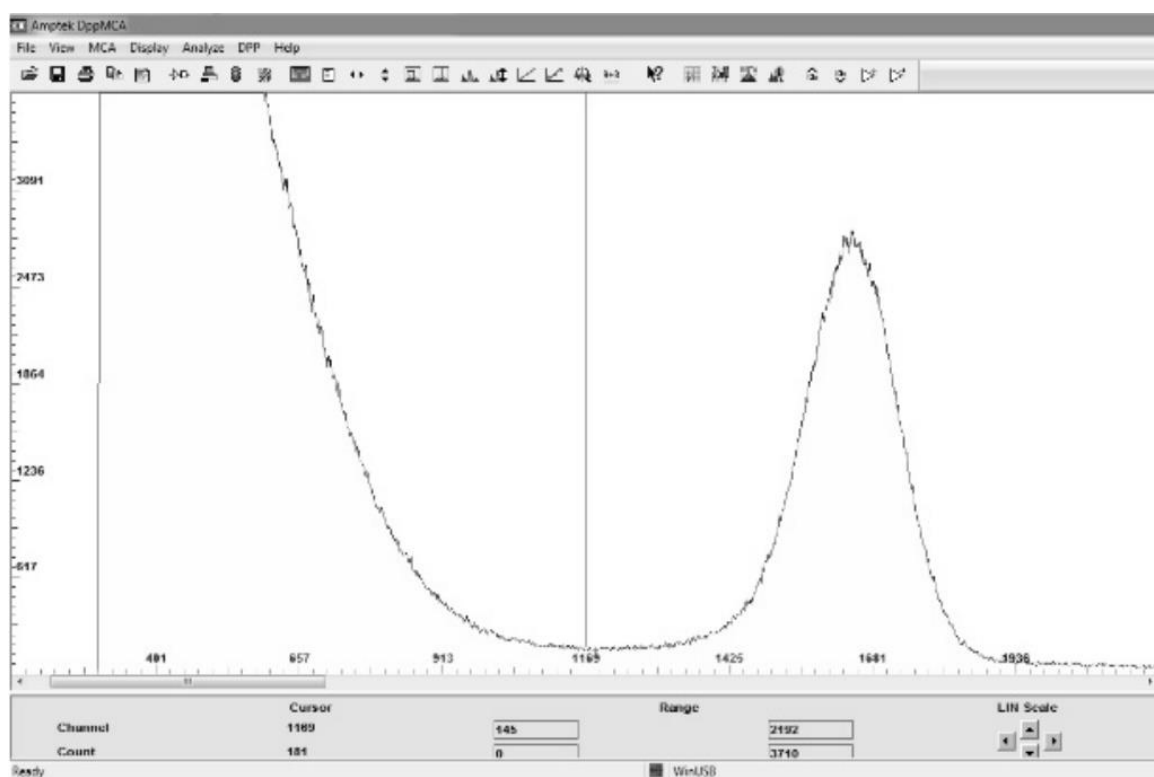


Рис. 3.26 Однофотонний спектр від сцинтилятора ZWO при опроміненні $^{239}\text{Pu-Be}$ джерелом швидких нейтронів. Аналізатор Amptek, режим $\tau = 50$ ns.

Вертикальна вісь - відліки, в імпульсах, горизонтальна вісь - канали.

Однофотонний пік - в 1600 каналі

3.10 Стенд моделювання композитних детекторів. Патент №127053

Був розроблений та запатентований стенд-детектор для можливості варіювати ядерний склад робочого об'єму детектора без зміни геометрії детектора. Це дало можливість прогнозувати конструкції композитних детекторів та проводити контрольні виміри ефективності реєстрації без потреби вирощувати монокристалічні аналоги детекторів. Конструкція такого детектора представлена на Рис. 3.27 та загальний вигляд Рис. 3.28, деталізований опис представлено в патенті України на корисну модель [12]. Детектор виготовлено зі сцинтилюючого пластику діаметром відповідно до діаметру вікна фотоелектронного підсилювача R1307 для повноти світлозбору. В детекторі зроблені ненаскрізні отвори під розташування реакційних матеріалів у вигляді порошків чи наноматеріалів. Отвори для встановлення реакційних матеріалів (1) виконані на 80% від загальної висоти, що розташовані діаметральними рядами. Кількість рядів отворів для встановлення реакційних матеріалів (2) визначається діаметром вікна фотоелектронного підсилювача (3) та діаметром тіла детектора (3). В отвори для встановлення реакційних матеріалів (2) поміщають реакційні матеріали, що мають високий переріз реакції до нейтронів. Реакційні матеріали використовуються у вигляді порошків (нанодисперсний крихкий сцинтилятор), що дозволяє легко робити їх заміну без зміни геометрії тіла детектора (3).

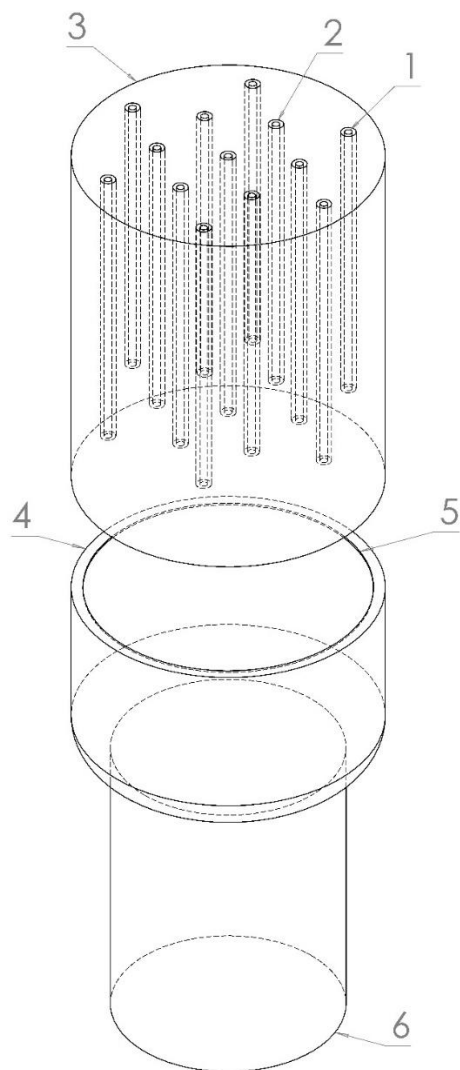


Рис. 3.27 Детектор для оцінки ефективності реєстрації композитних детекторів з можливістю здійснювати підміни та компоновки реакційних матеріалів без зміни геометрії об'єму детектора. 1 – реакційний матеріал, 2 – отвори для встановлення реакційних матеріалів, 3 – тіло детектора, 4 – вікно фотоелектронного підсилювача, 5 – оптична рідина 6 – фотоелектронний підсилювач

Розроблений стенд-детектор нейтронів виготовлений з оптично прозорого матеріалу (сцинтилюючого пластику UPS-923A, PMMA) з високим вмістом легких ядер, що дозволяє водночас з ефективним світло-збором активно сповільнювати нейтрони до енергій реєстрації або до енергій, необхідних для

реалізації непружного розсіяння, радіаційного та резонансного захоплення

Рис.3.10.2. Детектор додатково обернуто білою тефлоновою стрічкою, яка підвищує ефективність світлозбору. Отвори для встановлення реакційних матеріалів (1) в тілі детектора (3) передбачені для постановки в детектор реакційних матеріалів, що досліджуються на взаємодію з випромінюванням швидких нейтронів. Глибина отворів для встановлення реакційних матеріалів (1) в тілі детектора (3) обрана на основі експериментальних даних та складає 80% від загальної висоти тіла детектора (3), що залишає прозору область перед вікном фотоелектронного підсилювача (4) та не перешкоджає ефективному світлозбору. Оптичний контакт між тілом детектора (3) та фотоелектронним підсилювачем (6) здійснена за допомогою оптичних рідин. В даному детекторі нейтронів тіло детектора (3) виготовлено з оптично прозорої сцинтиляційної пластмаси, що є світловодом та сповільнювачем з високим вмістом легких ядер. Наявність важких ядер в реакційних матеріалах, що встановлені в отвори для встановлення реакційних матеріалів (2) провокує в тілі детектора (3) два типи реакцій, а саме непружного розсіяння на середніх по масі ядрах тіла детектора (3) та резонансного розсіяння на важких ядрах реакційних матеріалів в отворах для встановлення реакційних матеріалів (1). Наявність отворів для встановлення реакційних матеріалів (2) у тілі детектора (1) нейтронів дозволяє заміну реакційних матеріалів без зміни геометрії робочого об'єму детектора. В якості реакційних матеріалів використовуються суміші дрібнокристалічних порошків важких оксидних сцинтиляторів таких, як GSO, BGO, ZWO та ін. Використання реакційних матеріалів у вигляді порошків дозволяє вести пошукову роботу та проектувати нові детектори підбираючи оптимальні типи реакцій нейтронів з композитними матеріалами, лише заміною сумішей, а не виготовленням, вирощуванням щоразу нового детектора. Розроблений детектор-стенд випробовувався в парі з фотоелектронним підсилювачем Hamamatsu R1307.

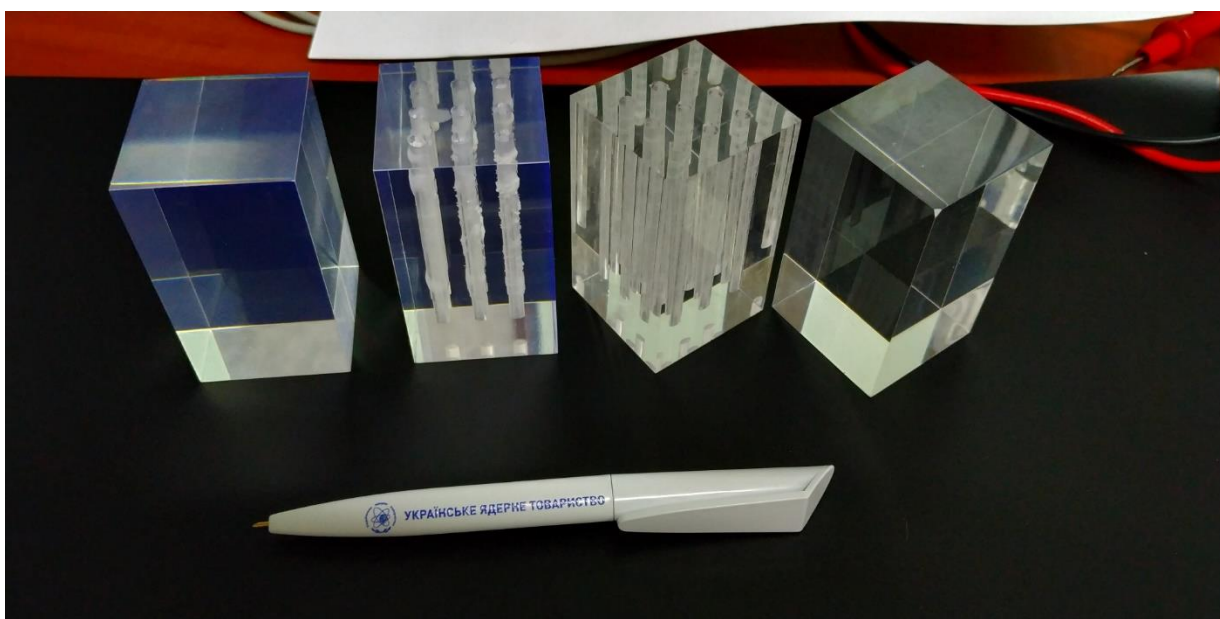


Рис. 3.28 Детектор-стенд для моделювання композитних детекторів. Зліва 2 зразки із сцинтилюючого пластику, справа 2 зразки із пластику без допації сцинтиляційними матеріалами

Висновки до розділу 3

Вирішення задачі дослідження механізмів взаємодії швидких нейтронів з речовиною монокристалічних та композитних оксидних сцинтиляторів потребувало нового, комплексного підходу не лише з теоретичного переосмислення існуючих методик вивчення механізмів а й з боку техніки експерименту та створення відповідного експериментального обладнання для вирішення задач, що виникали при опрацюванні теоретичного підґрунтя. Автором були послідовно вирішені проблеми створення експериментального обладнання, а саме: створено швидкодіючий, малошумний передпідсилювач для реєстрації відгуку сцинтилятора, що дозволило отримати данні для аналізу вкладів механізмів реєстрації швидких нейтронів у ефективність реєстрації. Автором розроблено, виготовлено експериментальна модель універсального композитного детектора для оцінки ефективності реєстрації композитних

детекторів та можливості здійснювати підміну та перекомпоновку реакційних матеріалів без зміни геометрії об'єму детектора, про що отримано деклараційний патент на корисну модель «Детектор нейтронів» №127053 [12]. На даний момент автор є винахідником у 4-х патентах в галузі ядерної фізики. Автор спроектував та виготовив програмно-апаратний комплекс оцінки відстані виявлення джерел радіаційного випромінення типу «Портал», що дозволило отримати величин відстаней виявлення джерел швидких нейтронів для детекторів ZnWO_4 та $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$. Створена нова експериментальна методика накопичення та обробки інформації з ефективності реєстрації швидких нейтронів детектором під дією радіоактивних джерел $^{239}\text{Pu-Be}$, ^{252}Cf , ^{137}Cs з метою підвищення чутливості детектора на основі оксидних сцинтиляторів та покращення часової роздільної здатності вимірювального тракту.

У третьому розділі представлений опис експериментального обладнання, розглянуті ключові аспекти його налаштування, описано режим роботи та методику постановки експериментів. Вимірювання проводилися методами ядерної спектрометрії та безпосередньо ліченням імпульсів відгуку детекторів. В експериментах використано оригінальний експериментальний стенд, розроблений для вимірювання нейтронних і гамма відгуків. Роботи з виготовлення стенду були обумовлені необхідністю накопичувати достовірні результати, що можуть бути відтворені для перевірки теоретичної моделі, уточнення аспектів виявлення вкладів механізмів. Проведено роботи по вдосконаленню геометрії експерименту. Представлені принципові схеми швидкодіючого передпідсилювача та оцінки відстані виявлення джерел радіаційного випромінення типу «Портал». На момент початку роботи над дисертацією експериментальна методика з використанням реакції резонансного захоплення [33] потребувала оптимальної часової дискримінації сигналу детектора, відмінної від часової фільтрації для спектрометрії, тобто потребувала виготовлення швидкодіючого підсилювача сигналів та швидкодіючого

дискримінатора. Автором було створено швидкодіючий, малошумний передпідсилювач для реєстрації відгуку сцинтилятора, що дозволило своєчасно отримати данні для аналізу вкладів механізмів реєстрації швидких нейтронів у ефективність реєстрації. Описано роботу з експериментальним стендом, що був розроблений та задекларований патентом на корисну модель «Детектор нейтронів» №127053 безпосередньо автором. Експериментальний детектор є стендом для оцінки ефективності реєстрації композитних детекторів, що має можливість здійснювати підміни та компоновки реакційних матеріалів без зміни геометрії об'єму детектора. Створено нову експериментальну методику накопичення та обробки інформації з ефективності реєстрації швидких нейтронів детектором під дією радіоактивних джерел $^{239}\text{Pu-Be}$, ^{252}Cf , ^{137}Cs з метою підвищення чутливості детектора на основі оксидних сцинтиляторів та покращення часової роздільної здатності вимірювального тракту. Описано швидкодіючий вимірювальний тракт, що працює в однофотонному режимі реєстрації. Результати досліджень даного розділу наведено в публікаціях автора: [3, 4, 5, 6, 7].

РОЗДІЛ 4

РЕЗУЛЬТАТИ

4.1 Обробка та результати експериментів

Виміряна лічильна ефективність реєстрації оксидних монокристалічних сцинтиляторів CWO, ZWO, BGO і GSO і виділені вклади реакцій непружного розсіяння $(n, n'\gamma)_{in}$, резонансного розсіяння та захоплення, радіаційного захоплення в ефективність реєстрації детекторів в одиницях імп./нейтрон. Виміряна ефективність реєстрації гамма випромінювання (відгук атомної підсистеми сцинтиляторів, імп./гамма для Cs-137, $E_\gamma = 661.7$ кеВ). Підсумковий результат представлено в Таблиці 4.1.

Таблиця 4.1

Лічильна ефективність реєстрації, імп./част., оксидними сцинтиляторами ZWO, CWO, BGO та GSO швидких нейтронів джерела $^{239}\text{Pu-Be}$, та лічильна ефективність реєстрації гамма випромінювання для джерела ^{137}Cs

Вклади механізмів	ZWO	CWO	BGO	GSO
$(n, n'\gamma)_{in}$	3.1	2.3	1.0	2.3
$(n, n'\gamma)_{in}, (n, \gamma)_{res} + (n, n'\gamma)_{res}$	574	440	19	22
$(n, n'\gamma)_{in}, (n, \gamma)_{res} + (n, n'\gamma)_{res}, (n, \gamma)_{cap}$	752	532	23	37
Відгук атомної підсистеми сцинтиляторів, імп./гамма для Cs-137, $E_\gamma = 661,7$ кеВ	305	230	14.5	12.4

На рисунку Рис. 4.1 – 4.4 представлені результати вимірювань лічильної ефективності реєстрації швидких нейтронів ε_n джерела $^{239}\text{Pu-Be}$ і гамма-квантів джерела ^{137}Cs монокристалічними оксидними детекторами ZWO, CWO, GSO, BGO із застосуванням 1 фотонного режиму реєстрації ($\tau = 7$ ns) і режиму фільтрації ($\tau = 7$ нс + 1 мкс) (відбір за формою сигналу) .

Представлені результати можна розглядати як вклади в ефективність механізмів взаємодії нейтронів: Рис. 4.1 - внесок непружного розсіювання, $(n, n'\gamma)_{in}$; Рис. 4.2 - сумарний внесок непружного і резонансного механізмів, $(n, n'\gamma)_{in}$, $(n, \gamma)_{res} + (n, n'\gamma)_{res}$; Рис. 4.3 - сумарний внесок непружного розсіювання, резонансного і радіаційного захоплення, $(n, n'\gamma)_{in}$, $(n, \gamma)_{res} + (n, n'\gamma)_{res}$, $(n, \gamma)_{cap}$; Рис. 4.4 – відгук атомної підсистеми для Cs-137, $E\gamma=661,7$ кеВ. Використаний зовнішній сповільнювач і Cd-конвертор.

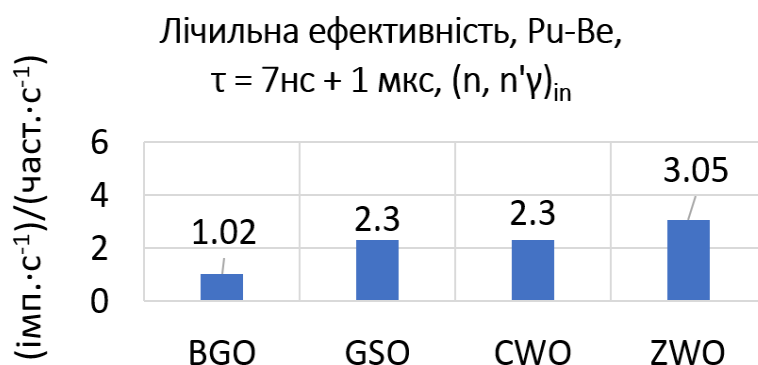


Рис. 4.1 Лічильна ефективність реєстрації швидких нейтронів ε_n джерела ^{239}Pu -

Be монокристалічними оксидними детекторами ZWO, CWO, GSO, BGO.

Внесок непружного розсіювання, $(n, n'\gamma)_{in}$, режим фільтрації $\tau = 7\text{нс} + 1\text{мкс}$

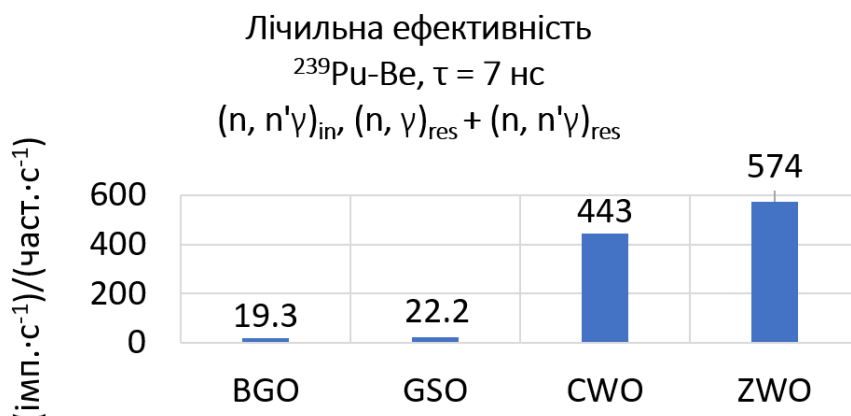


Рис. 4.2 Лічильна ефективність реєстрації швидких нейтронів ε_n джерела ^{239}Pu -Be монокристалічними оксидними детекторами ZWO, CWO, GSO, BGO. Сумарний внесок непружного і резонансного механізмів, $(n, n' \gamma)_{\text{in}} + (n, \gamma)_{\text{res}}$, $\tau = 7 \text{ нс}$ - 1 фотонний режим

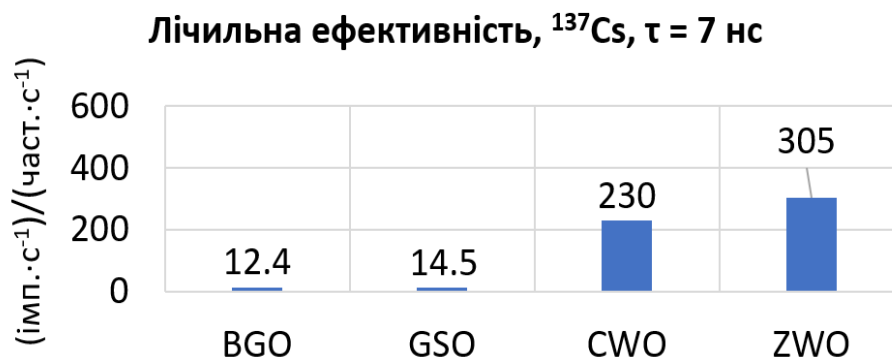


Рис. 4.3 Лічильна ефективність реєстрації швидких нейтронів ε_n джерела гамма-квантів джерела ^{137}Cs монокристалічними оксидними детекторами ZWO, CWO, GSO, BGO. Відгук атомної підсистеми для Cs-137, $E_\gamma = 661,7 \text{ кеВ}$, $\tau = 7 \text{ нс}$ – 1-фотонний режим

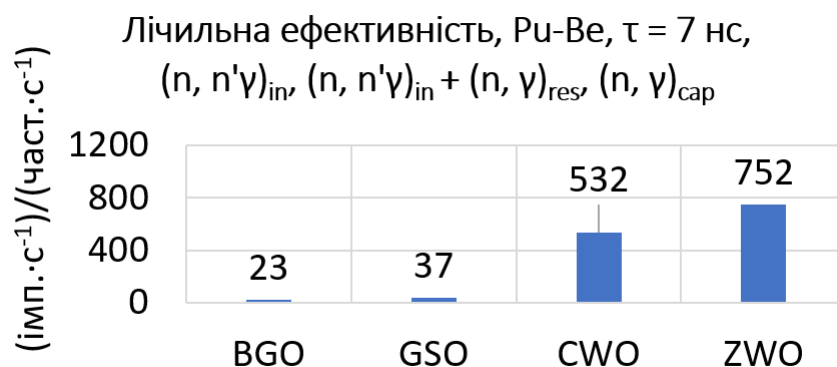


Рис. 4.4 Лічильна ефективність реєстрації швидких нейтронів ε_n джерела ^{239}Pu -Be монокристалічними оксидними детекторами ZWO, CWO, GSO, BGO. $\tau = 7 \text{ нс}$ - 1 фотонний режим. Використаний зовнішній сповільнювач $d = 1 \text{ см}$ і Cd-конвертор ($d = 0.5 \text{ мм}$)

Кінцеві ядра, як середні (Zn), так і важкі (W) з реакції $(n, n' \gamma)_{in}$ за рахунок вильоту нейтрона мають значно меншу, в порівнянні з компаунд ядрами, енергію збудження - до 2-3 MeV, тому реакція непружного розсіяння $(n, n' \gamma)_{in}$ дає істотно менший внесок в ефективність реєстрації швидких нейтронів.

Результати з лічильної ефективності в режимі фільтрації $\tau = 1$ мкс, наведені на Рис. 4.1 – 4.4 корелюють з даними по гамма множинності N_γ ($N_\gamma = 2.8$ для Zn і $N_\gamma = 4.1$ для W, Таблиця 2.5 з реакції $(n, n' \gamma)_{in}$ [2]. Це дозволяє стверджувати, що режим фільтрації $\tau = 7$ нс + 1 мкс дає змогу виділити внесок механізму непружного розсіяння (реакція $(n, n' \gamma)_{in}$) в лічильну ефективність, оскільки ефективність реєстрації в режимі фільтрації $\tau = 1$ мкс близька до 1, а коефіцієнт N_γ для реакції $(n, n' \gamma)_{in}$ так само близький до одиниці [2, 46]. Наприклад, ефективність для малорозмірних сцинтиляторів ZWO розміром $1 \times 1 \times 1$ см³ в режимі $\tau = 1$ мкс становить ~ 0.73 імп./нейтрон і збільшується до 2.3 імп./нейтрон для ZWO розміром $\varnothing 52 \times 42$ см.

Застосування високочутливого малошумного вимірювального тракту, що працює в однофотонному режимі $\tau = 7$ нс, забезпечило істотне зниження порога реєстрації (енергія збудження молекул оксидного сцинтилятора ZWO ~ 0.1 кеВ) і забезпечило можливість реєстрації слабких, коротких у часі сцинтиляцій. Тому лічильна ефективність реєстрації є сумою вкладів декількох механізмів, серед яких резонансне захоплення $(n, \gamma)_{res}$ є превалюючим. На Рис. 4.1.2 представлені результати вимірювання ефективності ZWO, $\varnothing 52 \times 40$ мм в 1-фотонному режимі $\tau = 7$ ns для суми трьох передбачуваних нами основних механізмів взаємодії нейтронів - $(n, n' \gamma)_{in}$, $(n, \gamma)_{res} + (n, n' \gamma)_{res}$. Ці дані корелюють з даними по множинності гамма-квантів N_γ , наведеними в Таблиці 3 [1] ($N_\gamma \sim 100 - 500$ і вище) і дозволяють стверджувати, що у однофотонному режимі вимірювань $\tau = 7$ нс є можливість визначення ефективності реєстрації з використанням реакції $(n, \gamma)_{res} + (n, n' \gamma)_{res}$, а значить і виділення вкладу реакції $(n, \gamma)_{res} + (n, n' \gamma)_{res}$ в ефективність

реєстрації, оскільки виміряна нами для ZWO ефективність реєстрації в режимі $\tau = 7$ нс досягає ~ 574 імп./нейтрон. Таке високе значення ефективності можна пояснити реєстрацією додаткових каскадів резонансних гамма-квантів з реакції $(n, \gamma)_{\text{res}}$, що випускаються компаунд-ядрами Zn при високих енергіях збудження ($E < 5$ MeV, $D \sim 0.1$ кеВ - 44.4 кеВ, Табл. 2). Як видно з Таблиці 2.4, ядра W дають менший внесок в ефективність у зв'язку з меншим енергетичним інтервалом, що заповнюється каскадними гамма-квантами ($E < 1$ MeV, $D \sim 0.08$ кеВ - 2 кеВ), тобто в Zn область генерації корисних каскадних гамма-квантів ширше, ніж у W.

На Рис. 4.5 наведені результати для чотирьох механізмів - $(n, n' \gamma)_{\text{in}}$, $(n, \gamma)_{\text{res}}$ + $(n, n' \gamma)_{\text{res}}$ і $(n, \gamma)_{\text{cap}}$. Додатковий вклад реакції радіаційного захоплення $(n, \gamma)_{\text{cap}}$ забезпечувалася шляхом екранування сцинтилятора шаром сповільнювача товщиною 1 см і Cd-конвертором теплових нейтронів у гамма-кванти ($E_{\gamma} \sim 527$ кеВ, 492 кеВ і ін.) товщиною 0.5 мм. Це забезпечило приріст ефективності ZWO за рахунок реакції $(n, \gamma)_{\text{cap}}$ на 31%, при цьому ефективність реєстрації в режимі фільтрації $\tau = 7$ нс досягає 752 імп./нейтрон.

Слід зауважити, що, що на підвищення лічильної ефективності майже не впливає час висвічування сцинтилятора, оскільки він не залежить від товщини сцинтиляторів. Підвищення лічильної ефективності з товщиною сцинтилятора (Рис. 4.1.5) можна пояснити додатковим впливом резонансних механізмів та радіаційним захопленням, тобто з рисунка видно, що при збільшенні товщини сцинтилятора від $d=1$ см до $d \sim 4.5$ см значний приріст лічильної ефективності можна пояснити тільки реєстрацією каскадних резонансних гамма-квантів та гамма-квантів радіаційного захоплення.

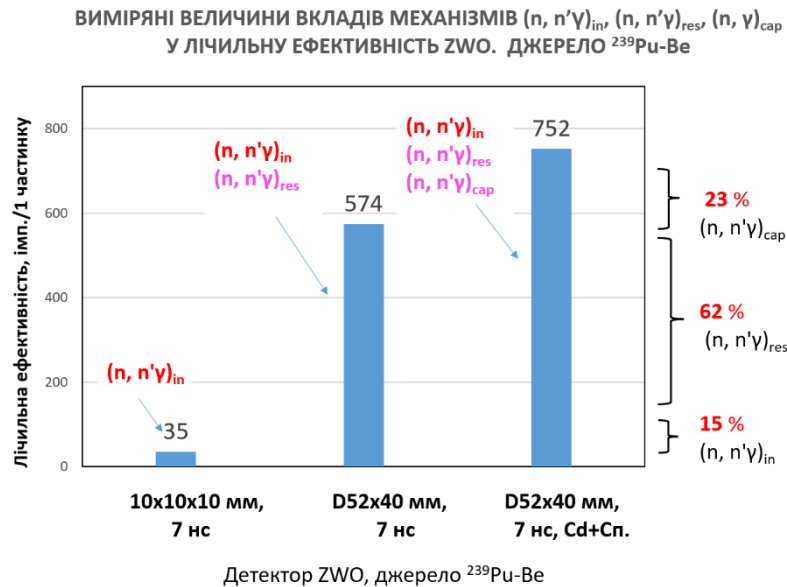


Рис. 4.5 Лічильна ефективність реєстрації швидких нейтронів ε_n джерела $^{239}\text{Pu-Be}$ монокристалічними оксидними детекторами ZWO різних розмірів.

$\tau = 7$ нс - 1 фотонний режим. Використаний зовнішній сповільнювач

$d = 1$ см і Cd-конвертор ($d = 0.5$ мм)

Також на Рис. 4.5 наведено величини вкладів механізмів взаємодії у лічильну ефективність. Довжина пробігу швидкого нейтрона (від $E_n = 4$ MeV до $E_n = 0.6$ MeV) в ZWO ~ 1.8 см (Таблиця 2.6). Вклади становлять: 23% - $(n, n'\gamma)_{cap}$, 62% - $(n, \gamma)_{res} + (n, n'\gamma)_{res}$, 15% $\sim 2.5 \cdot 6$ для $(n, \gamma)_{in}$ (2.5 – поправка на товщину для сцинтилятора розміром $10 \times 10 \times 10$ мм³).

Для сцинтилятора BGO в режимі фільтрації $\tau = 1$ мкс реалізується практично тільки механізм $(n, n'\gamma)_{in}$, при цьому $\varepsilon_n = 1.02$ імп./нейтрон. У однофотонному режимі $\tau = 7$ нс ефективність зростає до $\varepsilon_n = 19.3$ імп./нейтрон, що пояснюється додатковою реєстрацією каскадних гамма-квантів з реакції $(n, n'\gamma)_{res}$. Незначна в порівнянні з ZWO величина лічильної ефективності може бути пояснена не великим значенням перерізу резонансного захоплення для ^{209}Bi - 0.17 барн.

Для сцинтилятора GSO в режимі фільтрації $\tau = 1$ мкс реалізується практично тільки механізм $(n, n'\gamma)_{in}$, при цьому $\varepsilon_n = 1.86$ імп./нейтрон. У режимі $\tau = 7$ нс ефективність зростає до $\varepsilon_n = 22.2$ імп./нейтрон, що можна пояснити малою величиною вкладу каскадних гамма-квантів механізму $(n, \gamma)_{res}$ і $(n, n'\gamma)_{res}$. Слід зазначити, що високе значення перерізу резонансного захоплення Gd - 404 барн практично не реалізується в зв'язку з дуже високою щільністю рівнів в резонансній області. Крім того, невисоке значення верхньої межі резонансної області для Gd ($\Delta E_{res} \sim 8$ кеВ), так само, як і для W, знижує ймовірність захоплення нейтронів, що термалізуються в речовині сцинтилятора і не дозволяє реалізувати в сцинтиляторі, що містить Gd, W резонансне захоплення.

Результати роботи також дозволяють оцінити величини вкладів в лічильну ефективність середніх ядер (Zn) і важких ядер (W). Порівняння результатів вимірювання лічильної ефективності оксидних сцинтиляторів ZWO ($\varepsilon_n = 574$ імп./нейтрон) і GSO ($\varepsilon_n = 22$ імп./нейтрон) в режимі $\tau \sim 7$ нс дає змогу припустити, що, незважаючи на близькість перерізів резонансного захоплення для ядер W і Gd ($\sigma \sim 404$ і 350 барн відповідно), саме невелика величина ефективності GSO, при тому, що у ньому присутні ядра Gd, основний внесок в ефективність ZWO дають саме резонансні гамма-кванти з високоенергетичних переходів кінцевих ядер Zn, збуджуваних в реакції $(n, \gamma)_{res}$ при енергіях нижче $E < 5$ МеВ. Енергія гамма-квантів в цих переходах по порядку величини становить сотні еВ. Цієї енергії достатньо для збудження молекул сцинтилятора ZWO.

В роботі [5] представлені результати вимірів чутливості детектора на основі ZWO в складі радіаційного порталу, що працює в режимі 7 нс, реакція $(n, \gamma)_{res}$. Виміряна відстань виявлення нейтронного джерела Pu-Be склало 54 см, надійність вимірів – 1 хибне спрацювання на 10000 зареєстрованих фонових імпульсів.

Нами виконано оцінку приросту чутливості (тобто зниження порога реєстрації) детектора на основі ZWO в складі радіаційного порталу для двох режимів роботи реєстраційного тракту - $\tau = 7 \text{ нс} + 1 \text{ мкс}$, реакція $(n, n' \gamma)_{\text{in}}$ і $\tau = 7 \text{ нс}$, реакція $(n, \gamma)_{\text{res}} + (n, n' \gamma)_{\text{res}}$ $(n, \gamma)_{\text{cap}}$. При цьому детектор був оточений екраном із Cd та парафіновим сповільнювачем товщиною 1 см. Виміряні відстані виявлення нейтронного джерела $^{239}\text{Pu-Be}$, надійність вимірювань - 1 помилкове спрацювання на 10000 зареєстрованих фонових імпульсів [5]. Відстань виявлення для 1-фотонного режиму $\tau = 7 \text{ нс}$, в порівнянні з режимом фільтрації $\tau = 1 \text{ мкс}$ (режим пригнічення каскадних гамма-квантів), збільшилася в 1.4 рази, що відповідає збільшенню ефективної площі детектора майже у 1.9 рази за рахунок реєстрації каскадних гамма-квантів з реакції $(n, \gamma)_{\text{res}} + (n, n' \gamma)_{\text{res}}$, Рис. 4.6.

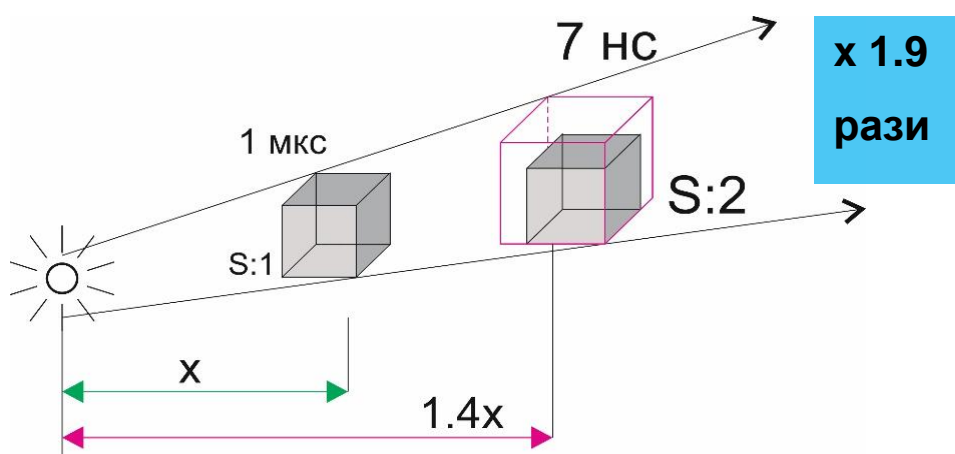


Рис. 4.6 Приріст відстані виявлення (чутливості) джерела ШН детектором на основі ZWO у складі радіаційного порталу. Зниження порогу чутливості відбувається за рахунок резонансних процесів та радіаційного захоплення при використанні 1-фотонного методу реєстрації (7 нс)

Тобто для джерела Pu-Be, що має потік швидких нейтронів $1.06 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$ в 4π і активність $1.79 \cdot 10^9 \text{ Бк}$ ($0.779 \text{ г } ^{239}\text{Pu}$), при використанні однофотонного режиму вимірювань $\tau = 7 \text{ нс}$ відстань виявлення детектором ZWO в складі радіаційного порталу, склало 57.5 см. Надійність вимірювань - 1 помилкове спрацювання

на 10000 зареєстрованих фонових імпульсів. Для режиму $\tau = 7 \text{ нс} + 1 \text{ мкс}$ відстань виявлення становила 41 см.

Також виконано порівняння (Рис. 4.7) чутливості сцинтиляторів ZWO і BGO, що мають однакову здатність виявлення (поріг чутливості) і надійність вимірювань за допомогою портального монітора для швидких нейтронів від ^{239}Pu -Be-джерела. Бічна площа S_w (ум. од.) сцинтиляторів ZWO і BGO відрізняється при цьому в 3.8 рази. Режим вимірювання вимірювального тракту - 7 нс (1-фотонний). ZWO виявляється більш чутливий за рахунок використання резонансних каскадних гамма-квантів.

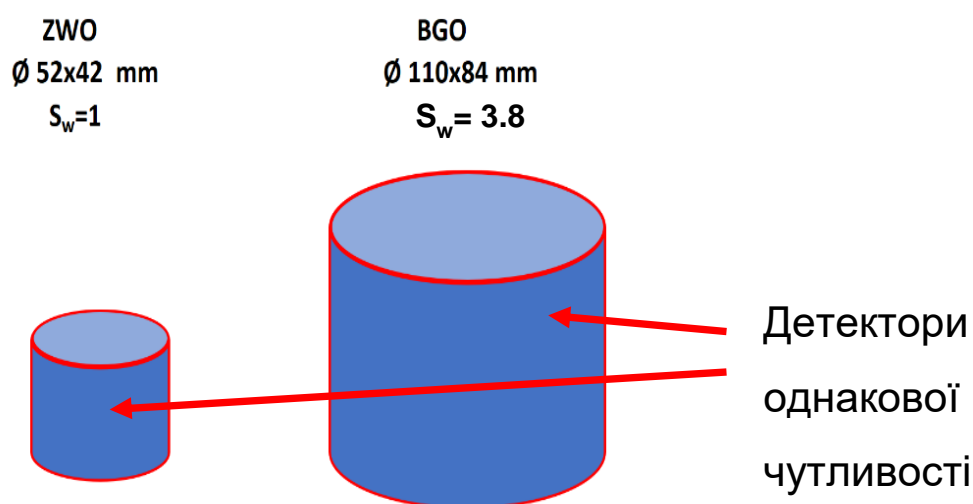


Рис. 4.7 Порівняння бічних площ (S_w - площа, в ум.од.) сцинтиляторів ZWO і BGO, що мають однакову здатність виявлення (чутливість) і надійність вимірювань (^{239}Pu) в складі портального монітора для швидких нейтронів ^{239}Pu -Be. Швидкодія вимірювального тракту - 7 нс

Представлені результати по чутливості до швидких нейтронів дозволяють припустити, що створений новий високоефективний малогабаритний детектор

на основі оксидного сцинтилятора ZWO [13] може знайти застосування в пошукових гамма-нейтронних дозиметрах та радіаційних портальних моніторах.

4.2 Додаткові результати експериментів

В розділі приведено результати вимірювань та розрахунків у вигляді таблиць, графіків, направлених на виявлення найбільш значимих з точки зору ефективності реєстрації, пригнічення супутніх гамма-квантів, вибору оптимального режиму фільтрації.

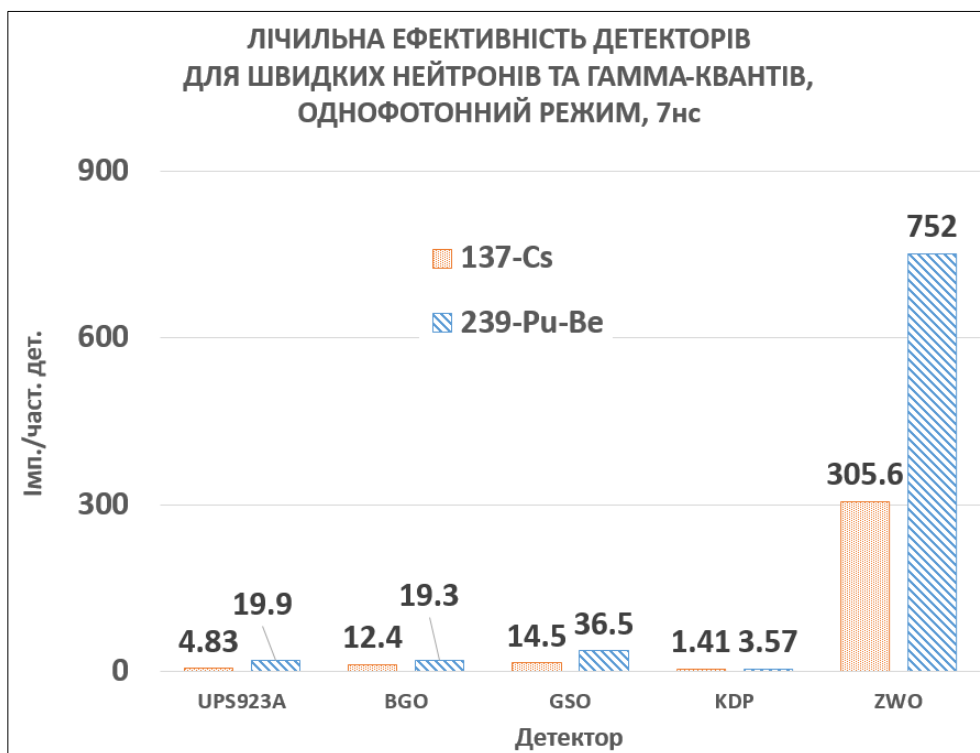


Рис. 4.8 Лічильна ефективність детекторів ШН та гамма-квантів ZWO, BGO, GSO, KDP, UPS, однофотонний режим 7 нс, джерела Cs-137, ²³⁹Pu-Be

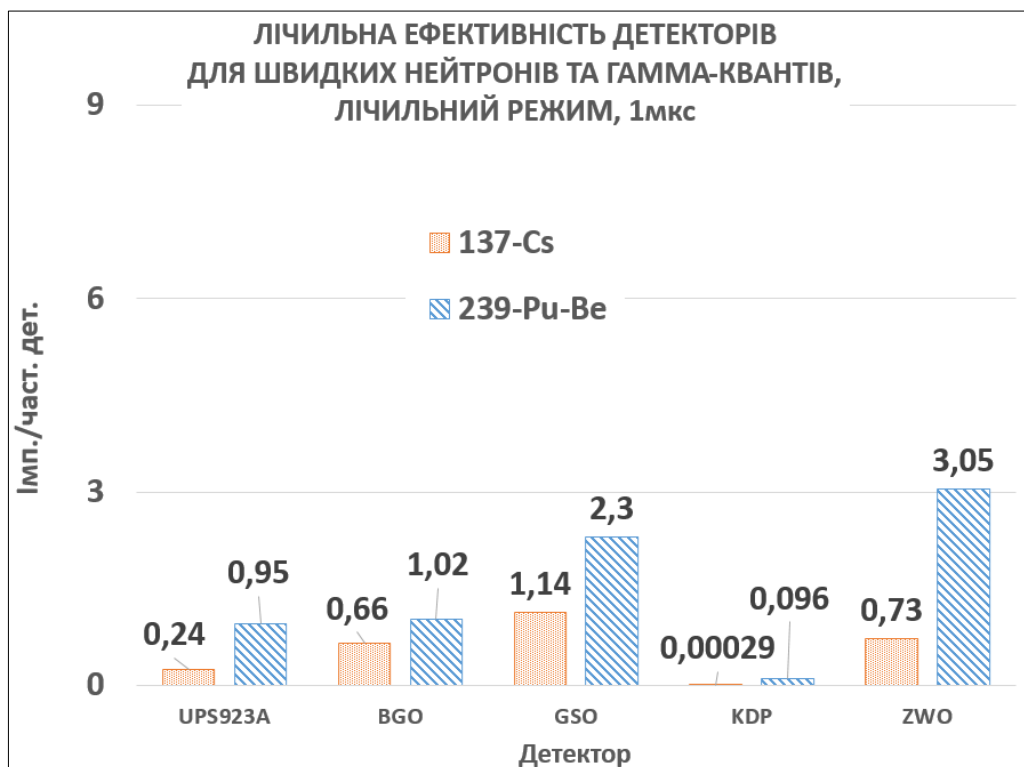


Рис. 4.9 Лічильна ефективність детекторів ШН та гамма-квантів
ZWO, BGO, GSO, KDP, UPS, режим 7 нс+1 мкс,
джерела Cs-137, ²³⁹Pu-Be

Графіки на Рис. 4.8, Рис. 4.9 демонструють експериментальні результати вимірів лічильної ефективності реєстрації швидких нейтронів і гамма-квантів сцинтиляційних детекторів у лічильному режимі з використанням швидкого передпідсилювача (7 нс) та повільного (спектрометричного, 1 мкс) (стала часу інтегрування 7 нс+1 мкс) та в режимі однофотонного лічення сигналу з використанням швидкого передпідсилювача (стала часу інтегрування 7 нс). Лічильна ефективність представлена як кількість сигналів з детектора від однієї вхідної частинки. Можна побачити, що лічильна ефективність завдяки використанню однофотонного режиму лічення для детектора ZWO₄ в режимі 7 нс майже в 250 разів вище результату, здобутого в режимі лічення 7 нс+1 мкс з використанням швидкодіючого передпідсилювача. Для інших досліджених детекторів (BGO, GSO, KDP, UPS) відношення лічильної ефективності при

переході від 1 мкс до 7 нс не перевищує 37, тобто ці сцинтилятори практично не є достатньо ефективними з точки зору реєстрації ШН за допомогою резонансних механізмів.

Графік на Рис. 4.10 демонструє результати розрахунків $\varepsilon_n/\varepsilon_\gamma$ - відношення для детекторів швидких нейтронів, в однофотонному – 7 нс та лічильному – 7 нс+1 мкс режимах. Можна побачити, що $\varepsilon_n/\varepsilon_\gamma$ відношення для детектора KDP (331) значно вище, ніж для інших детекторів.

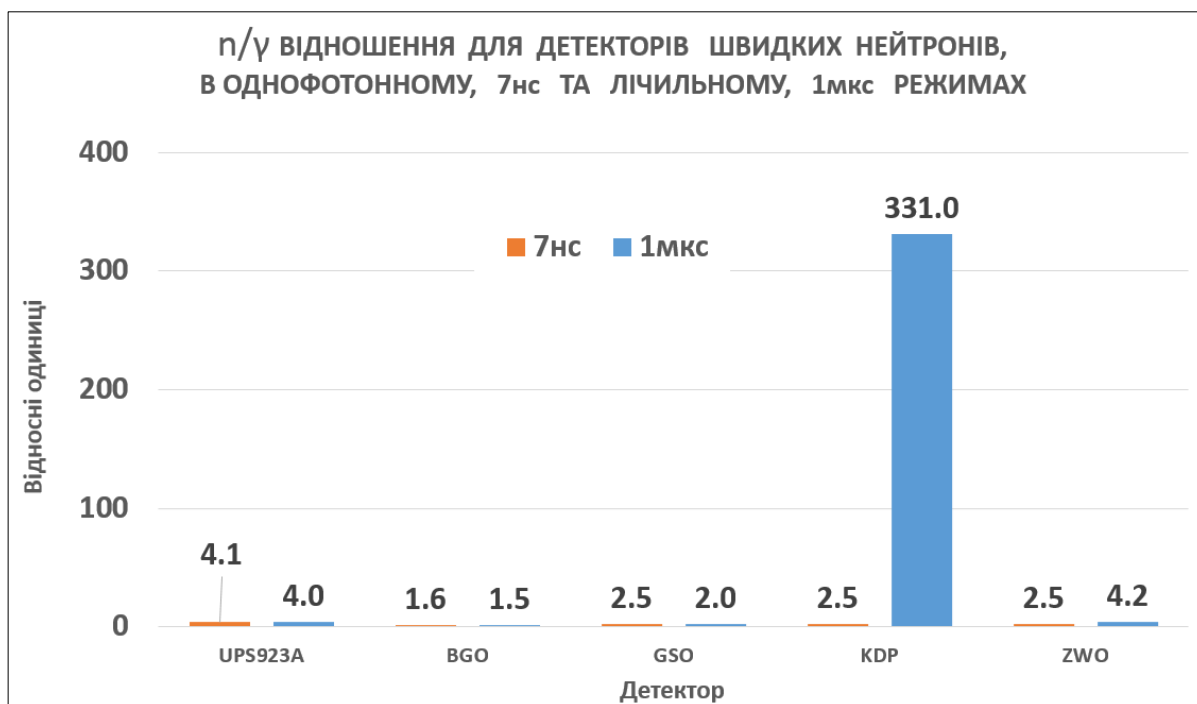


Рис. 4.10 Результати вимірів $\varepsilon_n/\varepsilon_\gamma$ -відношення для детекторів швидких нейтронів ZWO, BGO, GSO, KDP, UPS, в однофотонному – 7 нс та лічильному – 7 нс+1 мкс режимах

Цей результат можна пояснити тривалістю імпульсу відгуку сцинтилятора KDP (~ 300 нс) на опромінення гамма-квантами. Тому режим 1 мкс суттєво пригнічує ці сигнали. Імпульси відгуку на опромінення швидкими нейтронами мають суттєво меншу тривалість, одиниці нс завдяки високій щільності іонізації

протонами віддачі, тому ефективно проявляються в режимі лічення 7 нс+1 мкс. Результати представлено в таблицях 4.2-4.4, Рис 4.11-4.12.

Таблиця 4.2

Параметри детектора на основі полістирола, UPS-923A, джерело $^{239}\text{Pu-Be}$

Полістирол, UPS-923A, джерело $^{239}\text{Pu-Be}$ потік швидких нейтронів $1.06 \cdot 10^5 \text{ н} \cdot \text{с}^{-1}$ в 4π		
Час фільтрації, нс	7	1000
Площа вікна детектора, $S, \text{см}^2$	16	16
Ефективність $\epsilon_{\text{ліч.}}$, імп/част. дет.	19.9	0.95
Чутливість, см^2	318	15.2
Швидкість лічення, ефект (без фону), імп./с	1659	34
Швидкість лічення, фон, імп./с	6970	47.3
Густина потоку частинок на детекторі, част. $\cdot \text{с}^{-1}$	4.94	2.2
Відстань виявлення, $R, \text{см}$	47	59

Таблиця 4.3

Параметри детектора на основі полістирола, UPS-923A, джерело ^{137}Cs

Полістирол, UPS-923A, джерело ^{137}Cs , потік гамма-квантів $2.7 \cdot 10^6 \text{ гамма} \cdot \text{с}^{-1}$ в 4π		
Час фільтрації, нс	7	1000
Площа вікна детектора, $S, \text{см}^2$	16	16
Ефективність $\epsilon_{\text{ліч.}}$, імп/част. дет.	4.83	0.24
Чутливість, см^2	77.3	3.9
Швидкість лічення, ефект (без фону), імп./с	5870	131
Швидкість лічення, фон, імп./с	7036	47
Густина потоку частинок на детекторі, част. $\cdot \text{с}^{-1}$	76.3	33.9
Відстань виявлення, $R, \text{см}$	74	113

Таблиця 4.4

Параметри детектора на основі полістирола, UPS-923A, джерело ^{252}Cf

Полістирол, UPS-923A, джерело ^{252}Cf , потік швидких нейтронів $8.63 \cdot 10^4 \text{ н} \cdot \text{с}^{-1}$ в 4π		
Час фільтрації, нс	7	1000
Площа вікна детектора, см^2	16	16
Ефективність $\epsilon_{\text{ліч.}}$, імп./част. дет.	18.9	0.69
Чутливість, см^2	302	11.0
Швидкість лічення, ефект (без фону), імп./с	1243	20.1
Швидкість лічення, фон, імп./с	7214	8.9
Густина потоку частинок на детекторі, част. $\cdot \text{с}^{-1}$	4.11	1.83
Відстань виявлення, R, см	-	-

**Лічильна ефективність та вклади механізмів взаємодії швидких
нейтронів та гамма квантів,
полістирол UPS-923A, 40x40x40 мм, (імп/с)/(част/с).
Реєстрація Cs-137 и Pu-Be в режимі фільтрації ($\tau \sim 1 \text{ мкс}$)**

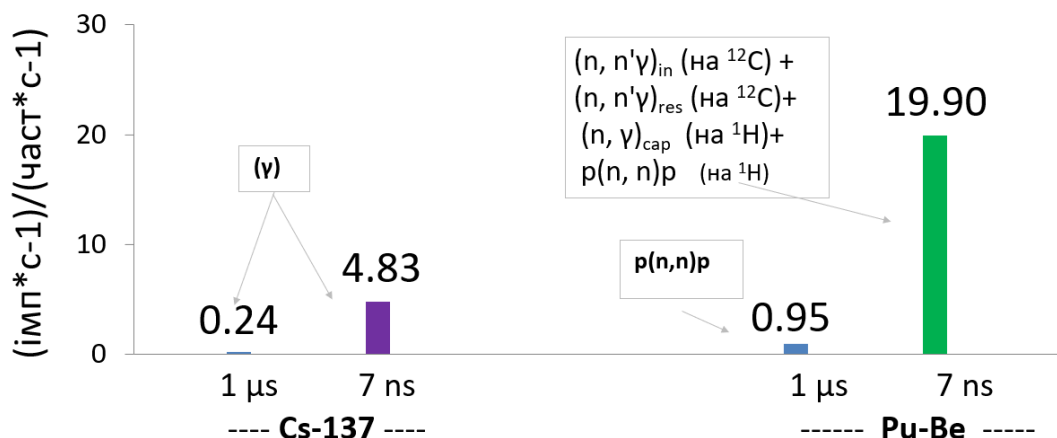


Рис. 4.11 Результати вимірів лічильної ефективності швидких нейтронів для детектора UPS-923A, в однофотонному – 7 нс та лічильному – 7 нс+1 мкс режимах. Джерела – Cs-137, Pu-Be

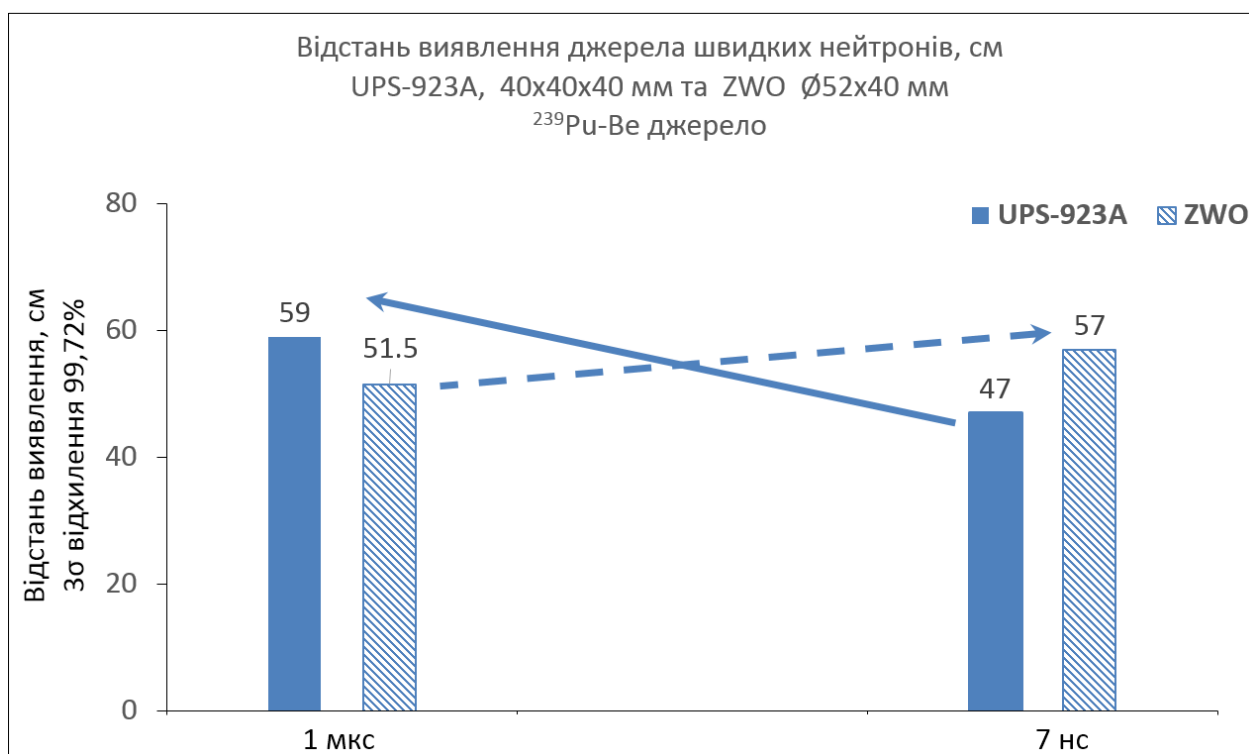


Рис. 4.12 Результати реєстрації відстані виявлення джерела швидких нейтронів у порівнянні UPS-923A до ZWO, в однофотонному – 7 нс та лічильному – 7 нс+1 мкс режимах

Таблиця 4.5

**Параметри детектора $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ + Cd+парафін,
джерело $^{239}\text{Pu-Be}$**

$\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ + Cd+парафін, джерело $^{239}\text{Pu-Be}$, потік швидких нейтронів $1.06 \cdot 10^5 \text{ н} \cdot \text{с}^{-1}$ в 4π		
Час фільтрації, нс	7	1000
Площа вікна детектора, см^2	14.2	14.2
Ефективність $\epsilon_{\text{ліч.}}$, імп/част. дет.	19.3	1.02
Чутливість, см^2	274	14.5
Швидкість лічення, ефект (без фону), імп./с	600.5	29.5
Швидкість лічення, фон, імп./с	9986.9	124.2
Густина потоку частинок на детекторі, част. $\cdot \text{с}^{-1}$	2.27	2.27
Відстань виявлення, R, см	33.5	39.5

Таблиця 4.6

Параметри детектора $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12} + \text{Cd}$, джерело $^{239}\text{Pu-Be}$

$\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12} + \text{Cd}$, джерело $^{239}\text{Pu-Be}$, потік швидких нейтронів $1.06 \cdot 10^5 \text{ н} \cdot \text{с}^{-1}$ в 4π		
Час фільтрації, нс	7	1000
Площа вікна детектора, $S, \text{см}^2$	14.2	14.2
Ефективність $\varepsilon_{\text{ліч.}}$, імп/част. дет.	13.8	0.87
Чутливість, см^2	196	12.3
Швидкість лічення, ефект (без фону), імп./с	436.3	27.2
Швидкість лічення, фон, імп./с	7186.2	58.5
Густина потоку частинок на детекторі, част. $\cdot \text{с}^{-1}$	2.27	2.27
Відстань виявлення, $R, \text{см}$	34.5	36

Таблиця 4.7

Параметри детектора $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$, джерело $^{239}\text{Pu-Be}$

$\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$, джерело $^{239}\text{Pu-Be}$, потік швидких нейтронів $1.06 \cdot 10^5 \text{ н} \cdot \text{с}^{-1}$ в 4π		
Час фільтрації, нс	7	1000
Площа вікна детектора, $S, \text{см}^2$	14.2	14.2
Ефективність $\varepsilon_{\text{ліч.}}$, імп/част. дет.	13.6	0.8
Чутливість, см^2	193	11.3
Швидкість лічення, ефект (без фону), імп./с	422.3	24.8
Швидкість лічення, фон, імп./с	7207	82.6
Густина потоку частинок на детекторі, част. $\cdot \text{с}^{-1}$	2.27	2.27
Відстань виявлення, $R, \text{см}$	34	36

Таблиця 4.8

Параметри детектора $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$, джерело ^{252}Cf

$\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$, джерело ^{252}Cf , потік швидких нейтронів $8.63 \cdot 10^4 \text{ н} \cdot \text{с}^{-1}$ в 4π		
Час фільтрації, нс	7	1000
Площа вікна детектора, $S, \text{см}^2$	14.2	14.2
Ефективність $\varepsilon_{\text{ліч.}}$, імп/част. дет.	12.1	0.79
Чутливість, см^2	172	11.2

Швидкість лічення, ефект (без фону), імп./с	306.3	20
Швидкість лічення, фон, імп./с	6811	68.7
Густина потоку частинок на детекторі, част.·с ⁻¹	1.79	1.79
Відстань виявлення, R, см	-	-

Таблиця 4.9

Параметри детектора $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$, джерело ^{137}Cs

$\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$, джерело ^{137}Cs , потік гамма-квантів $2.7 \cdot 10^6$ гамма·с ⁻¹ в 4π		
Час фільтрації, нс	7	1000
Площа вікна детектора, S, см ²	14.2	14.2
Ефективність $\epsilon_{\text{ліч.}}$, імп/част. дет.	12.4	0.66
Чутливість, см ²	176	9.4
Швидкість лічення, ефект (без фону), імп./с	6700	358
Швидкість лічення, фон, імп./с	7172	76
Густина потоку частинок на детекторі, част.·с ⁻¹	2.2	2.2
Відстань виявлення, R, см ()	153	196

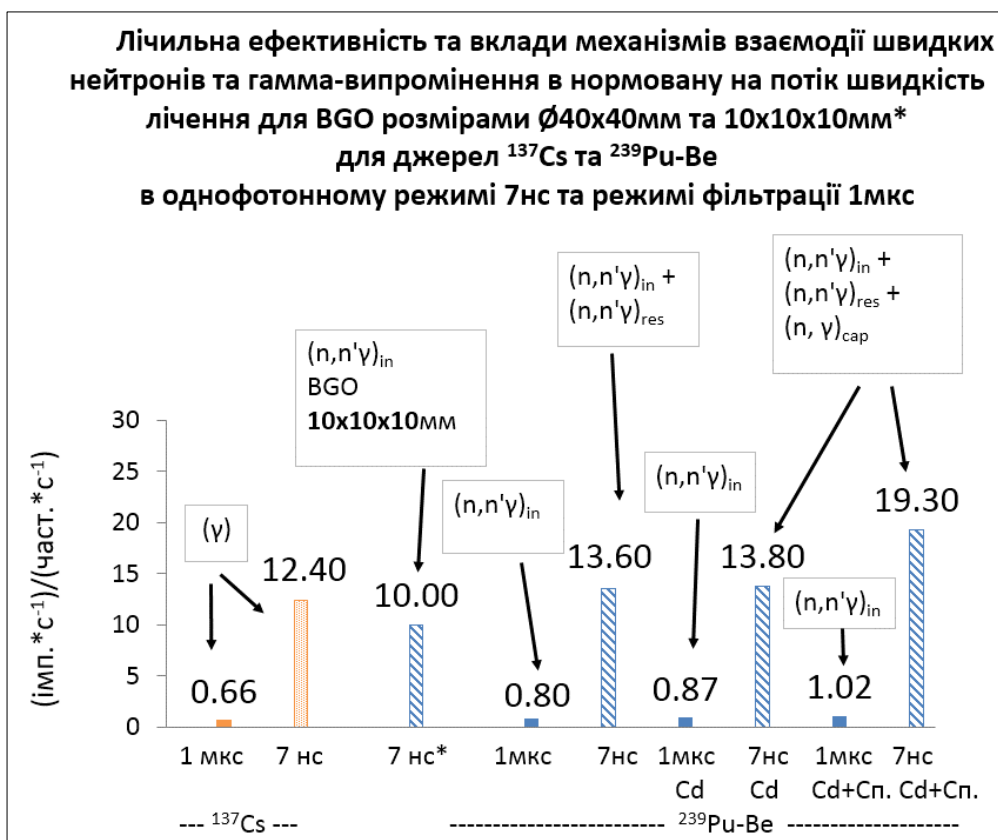


Рис. 4.13 Результати вимірів ефективності реєстрації джерела швидких нейтронів (Pu-Be) та гамма-квантів (Cs-137) сцинтилятором BGO різних розмірів у однофотонному – 7 нс та лічильному – 7 нс+1 мкс режимах

Графік Рис. 4.13 та таблиці 4.5-4.9 демонструють експериментальні результати вимірів лічильної ефективності швидких нейтронів, гамма-квантів та визначення вкладів реакцій $(n, n'\gamma)_{in}$, $(n, n'\gamma)_{res}$, $(n, \gamma)_{cap}$ у ефективність лічення сцинтиляційного детектора BGO ($Bi_4Ge_3O_{12}$) у двох режимах – лічильному режимі (стала часу інтегрування 7 нс+1 мкс) та в режимі однофотонного лічення сигналу (стала часу інтегрування 7 нс). Можна побачити, що лічильна ефективність ШН для детектора BGO в режимі лічення 1 мкс близька до 1, що можна пояснити реєстрацією гамма-квантів практично з однієї реакції $(n, n'\gamma)_{in}$. (переріз на Bi ~ 2 барн, Ge - ~2 барн). Підвищення лічильної ефективності ШН для детектора BGO в режимі лічення 7 нс за відсутністю Cd становить 10 - 13.6 імп./нейтр., залежно від розмірів сцинтилятора, що можна пояснити додатковою до реакції $(n, n'\gamma)_{in}$ реєстрацією гамма-квантів із реакції $(n, n'\gamma)_{res}$.

Реакція резонансного захоплення (на ядрах Bi - переріз 0.171 барн, Ge - переріз 5.997 барн) стає можливою по мірі сповільнення нейтронів. Лічильна ефективність ШН для детектора BGO в режимі лічення 7 нс за наявністю Cd, розміщеного за межами сцинтилятора, становить 13.8 імп./нейтр., що можна пояснити реєстрацією гамма-квантів з реакцій $(n, n'\gamma)_{in}$, $(n, n'\gamma)_{res}$ та незначною добавкою реакції $(n, \gamma)_{cap}$, (переріз на Bi – 0.034 барн, Ge – 2.217 барн).

Реакція радіаційного захоплення $(n, \gamma)_{cap}$ стає можливою по мірі сповільнення нейтронів. Cd при захопленні теплових нейтронів генерує гамма-кванти, що реєструються детектором, з енергією 558 кеВ та інші. Добавка сповільнювача нейтронів за межами сцинтилятора підвищує ефективність реєстрації до 19.3 імп./нейтр.

Висновок. У сцинтиляторі BGO практично відсутні каскадні механізми, тому що переріз резонансного захоплення є незначним (для Ві - 0.171 барн, для Ge -5.997 барн). Лічильна ефективність ІІН для детектора BGO в режимі лічення 1 мкс близька до 1, у однофотонному режимі 7 нс не перевищує 20.

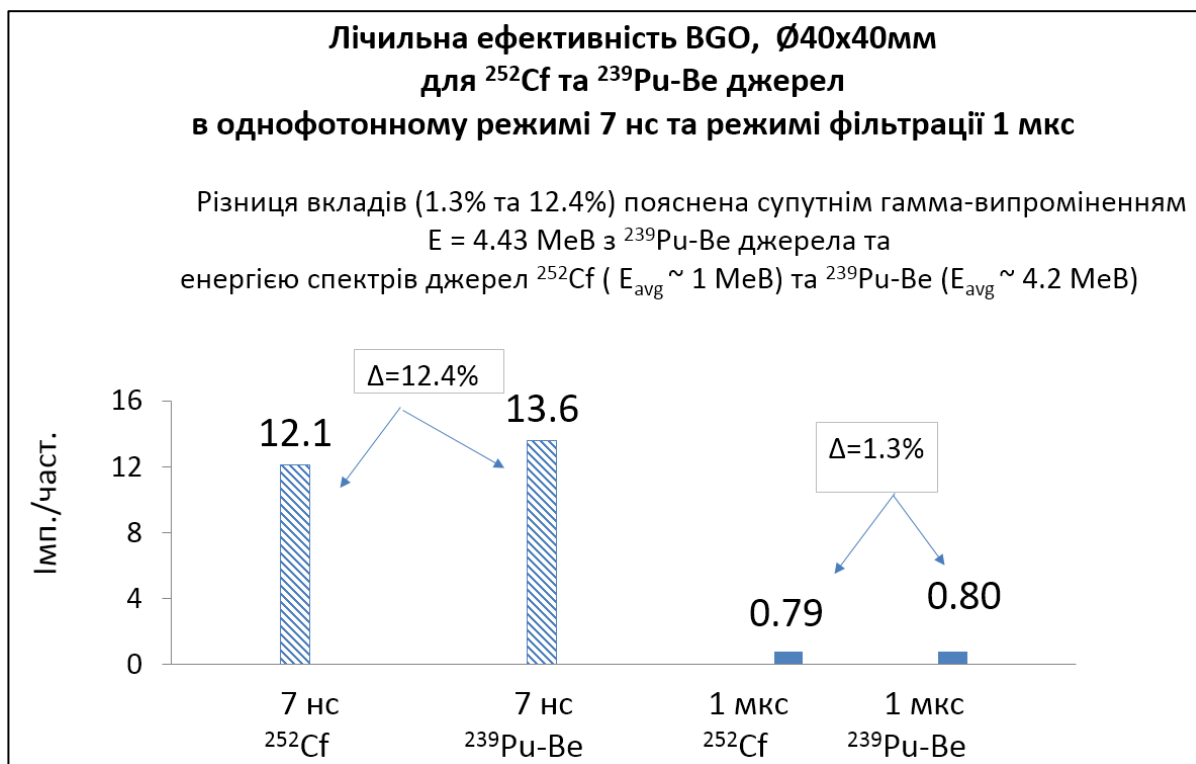


Рис. 4.14 Результати вимірів ефективності реєстрації джерела швидких нейтронів (Cf-252 , $^{239}\text{Pu-Be}$) для BGO в однофотонному – 7 нс та лічильному – 7 нс+1 мкс режимах

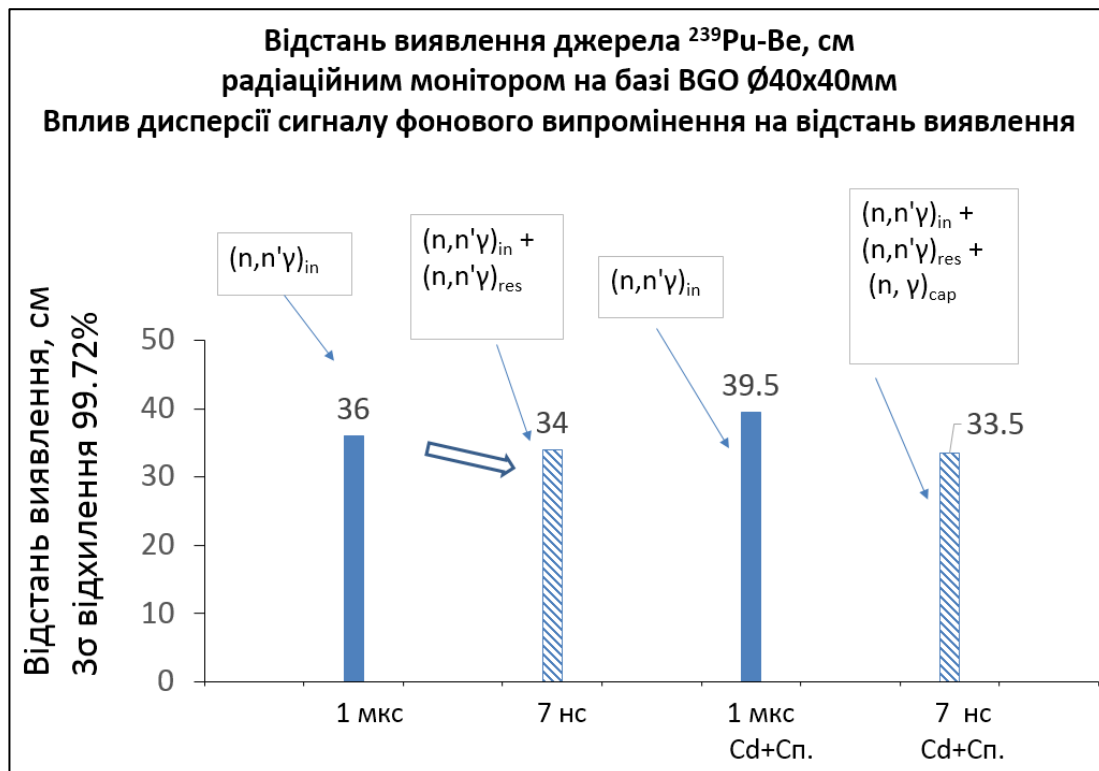


Рис. 4.15 Результати вимірів відстані виявлення джерела швидких нейтронів Pu-Be для детектора BGO, в однофотонному – 7 нс та лічильному – 1 мкс режимах

Висновки. У сцинтиляторі BGO практично відсутні каскадні гамма-кванти, працює один механізм – непружне розсіяння, тому режим 7 нс+1 мкс є більш чутливим завдяки меншій дисперсії сигналу у порівнянні з режимом 7 нс. Результати експерименту, представлені на Рис. 4.15, дають величину похибки від супутнього гамма-випромінювання джерела $^{239}\text{Pu-Be}$, яка становить 12.4% для 7 нс та 1.3% для 1 мкс Рис. 4.14, Рис. 4.15.

Таблиця 4.11

Параметри детектора ZnWO_4 , джерело $^{239}\text{Pu-Be}$

ZnWO_4 , джерело $^{239}\text{Pu-Be}$, потік швидких нейтронів $1.06 \cdot 10^5 \text{ н} \cdot \text{с}^{-1}$ в 4π		
Час фільтрації, нс	7	1000
Площа вікна детектора, $S, \text{см}^2$	19.3	19.3
Ефективність $\varepsilon_{\text{ліч.}}$, імп/част. дет.	574	1.27
Чутливість, см^2	11078	24.5
Швидкість лічення, ефект (без фону), імп./с	8758	19.4
Швидкість лічення, фон, імп./с	25757	92.6
Густина потоку частинок на детекторі, част. $\cdot \text{с}^{-1}$	0.79	0.79
Відстань виявлення, $R, \text{см}$	49	42

Таблиця 4.12

Параметри детектора $\text{ZnWO}_4 + \text{Cd}$, джерело $^{239}\text{Pu-Be}$

$\text{ZnWO}_4 + \text{Cd}$, джерело $^{239}\text{Pu-Be}$, потік швидких нейтронів $1.06 \cdot 10^5 \text{ н} \cdot \text{с}^{-1}$ в 4π	
Час фільтрації, нс	7
Площа вікна детектора, $S, \text{см}^2$	19.3
Ефективність $\varepsilon_{\text{ліч.}}$, імп/част. дет.	629
Чутливість, см^2	12140
Швидкість лічення, ефект (без фону), імп./с	9610
Швидкість лічення, фон, імп./с	28188
Густина потоку частинок на детекторі, част. $\cdot \text{с}^{-1}$	0.79
Відстань виявлення, $R, \text{см}$	-

Таблиця 4.13

Параметри детектора $\text{ZnWO}_4 + \text{Cd} + \text{парафін}$, джерело $^{239}\text{Pu-Be}$

$\text{ZnWO}_4 + \text{Cd} + \text{Парафін}$, джерело $^{239}\text{Pu-Be}$, потік швидких нейтронів $1.06 \cdot 10^5 \text{ н} \cdot \text{с}^{-1}$ в 4π		
Час фільтрації, нс	7	1000
Площа вікна детектора, $S, \text{см}^2$	19.3	19.3
Ефективність $\varepsilon_{\text{ліч.}}$, імп/част. дет.	752	3.05
Чутливість, см^2	14508	58.9
Швидкість лічення, ефект (без фону), імп./с	11484	46.6
Швидкість лічення, фон, імп./с	31955	95.9
Густина потоку частинок на детекторі, част. $\cdot \text{с}^{-1}$	0.79	0.79
Відстань виявлення, $R, \text{см}$	57	51.5

Таблиця 4.14

Параметри детектора ZnWO_4 , джерело ^{252}Cf

ZnWO_4 , джерело ^{252}Cf потік швидких нейтронів $8.63 \cdot 10^4 \text{ н} \cdot \text{с}^{-1}$ в 4π		
Час фільтрації, нс	7	1000
Площа вікна детектора, $S, \text{см}^2$	19.3	19.3
Ефективність $\varepsilon_{\text{ліч.}}$, імп/част. дет.	512.7	1.15
Чутливість, см^2	9895	22.2
Швидкість лічення, ефект (без фону), імп./с	6420	14.4
Швидкість лічення, фон, імп./с	26117	93.6
Густина потоку частинок на детекторі, част. $\cdot \text{с}^{-1}$	0.648	0.648
Відстань виявлення, $R, \text{см}$	-	-

Таблиця 4.15

Параметри детектора $\text{ZnWO}_4 + \text{Cd}$, джерело ^{137}Cs

ZnWO_4 , джерело ^{137}Cs , потік гамма-квантів $2.7 \cdot 10^6$ гамма $\cdot \text{с}^{-1}$ в 4π		
Час фільтрації, нс	7	1000
Площа вікна детектора, S , см^2	19.3	19.3
Ефективність $\epsilon_{\text{ліч.}}$, імп/част. дет.	305.6	0.73
Чутливість, см^2	5898	14.1
Швидкість лічення, ефект (без фону), імп./с	81405	194
Швидкість лічення, фон, імп./с	25882	110
Густина потоку частинок на детекторі, част. $\cdot \text{с}^{-1}$	13.8	13.8
Відстань виявлення, R , см	195	205

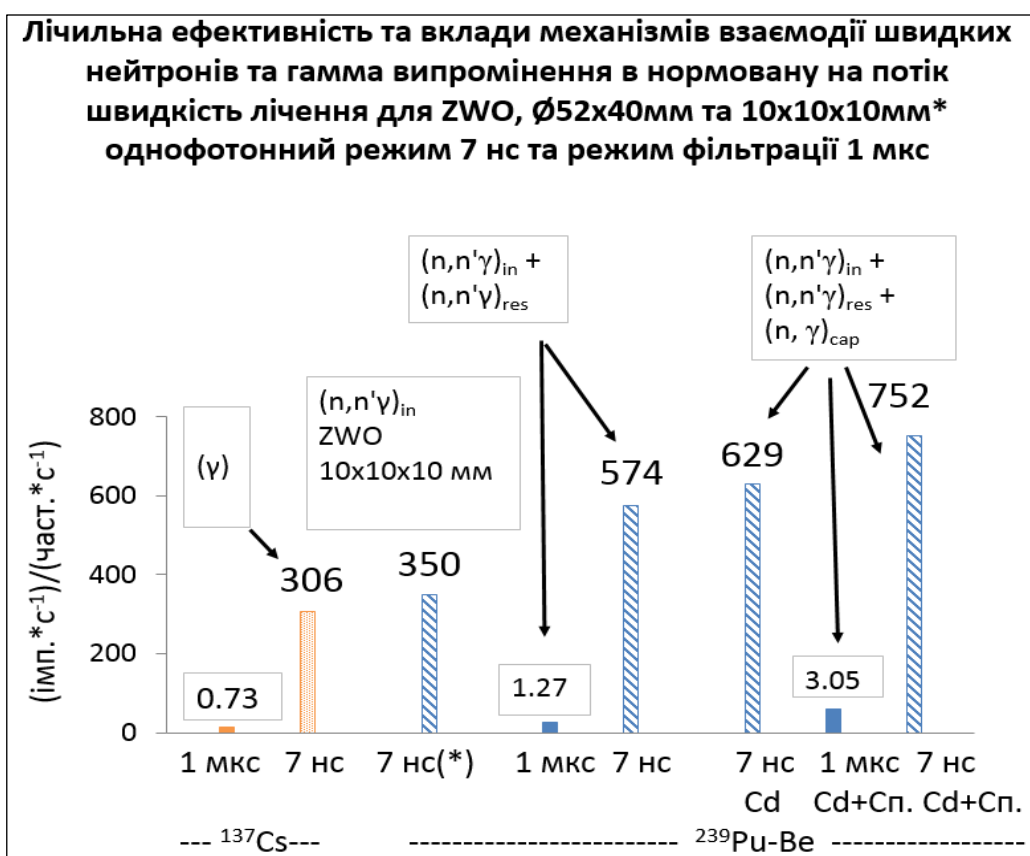


Рис. 16 Результати вимірів лічильної ефективності та вкладів механізмів взаємодії швидких нейтронів для детектора ZWO, в однофотонному – 7 нс та лічильному – 1 мкс режимах

Рис. 4.16 та таблиці 4.11-4.15 демонструють експериментальні результати вимірів лічильної ефективності швидких нейтронів, гамма-квантів та визначення вкладів реакцій $(n, n'\gamma)_{in}$, $(n, n'\gamma)_{res}$, $(n, \gamma)_{cap}$ у ефективність лічення сцинтиляційного детектора ZWO ($ZnWO_4$) у двох режимах – лічильному режимі (стала часу інтегрування 1 мкс, використано швидкий передпідсилювач) та в режимі однофотонного лічення сигналу з використанням швидкого передпідсилювача (стала часу інтегрування 7 нс). Можна побачити, що лічильна ефективність ШН для детектора ZWO в режимі лічення 1 мкс близька до 3, що можна пояснити реєстрацією гамма-квантів практично з однієї реакції $(n, n'\gamma)_{in}$. (переріз на Zn - 0.619 барн, W - 0.428 барн).

Підвищення лічильної ефективності ШН для детектора ZWO в режимі лічення 7 нс за відсутністю Cd становить 574, залежить від розмірів сцинтилятора, що можна пояснити додатковою до реакції $(n, n'\gamma)_{in}$ реєстрацією гамма-квантів із реакції $(n, n'\gamma)_{res}$. Реакція резонансного захоплення (на ядрах Zn - переріз 2.539 барн, W - переріз 355.1 барн) стає можливою по мірі сповільнення нейтронів. Ключову роль тут відіграє Zn, тому що резонансна зона у W занадто вузька, це підтверджується низькою чутливістю GSO, у якого переріз резонансного захоплення 404 барн. Лічильна ефективність ШН для детектора ZWO в режимі лічення 7 нс за наявністю Cd, розміщеного за межами сцинтилятора, становить 629, що можна пояснити реєстрацією гамма-квантів з реакцій $(n, n'\gamma)_{in}$, $(n, n'\gamma)_{res}$ та незначною добавкою реакції $(n, \gamma)_{cap}$, (переріз на Zn – 1.062 барн, W – 18.15 барн). Реакція радіаційного захоплення $(n, \gamma)_{cap}$ стає можливою по мірі сповільнення нейтронів. Cd при захопленні теплових нейтронів генерує гамма-кванти, що реєструються детектором, з енергією 558 кеВ та інші. Добавка сповільнювача нейтронів за межами сцинтилятора підвищує ефективність реєстрації до 752.

Висновок. У сцинтиляторі ZWO експериментальне обладнання ефективно реєструє каскадні гамма-кванти низьких енергій, що супроводжують процес

розрядки компаунд ядер, які збуджуються у резонансному та радіаційному захопленні. Лічильна ефективність ШН для детектора ZWO в режимі лічення 1 мкс близька до 3, у однофотонному режимі 7 нс досягає 752.

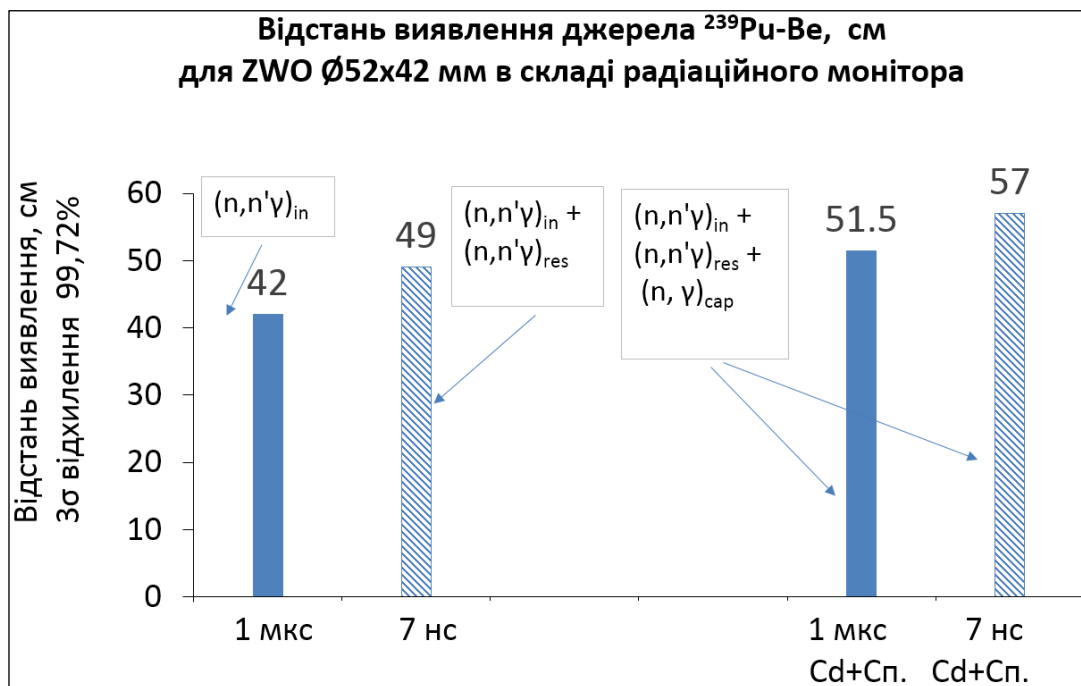


Рис. 4.17 Результати реєстрації відстані виявлення джерела швидких нейтронів у порівнянні ZWO, в однофотонному – 7 нс та лічильному – 1 мкс режимах

Висновок. У сцинтиляторі ZWO, на відміну від BGO, 1-фотонний режим підвищує чутливість (тобто площу вхідного вікна) детектора у $(57/42)^2 = 1.84$ рази за рахунок ефективної реєстрації каскадних гамма-квантів розрядки компаунд-ядер Рис. 4.17.

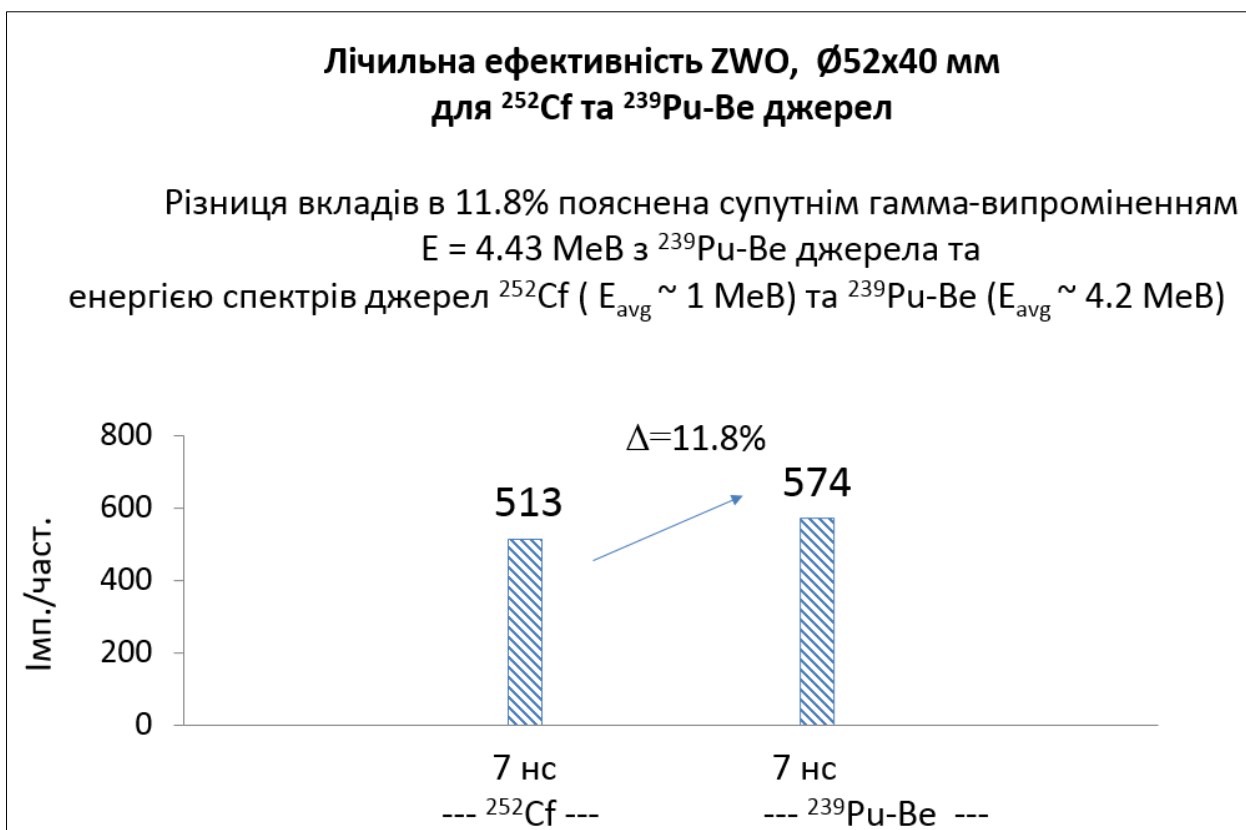


Рис. 4.18 Результати вимірів лічильної ефективності швидких нейтронів для детектора ZWO, в однофотонному – 7 нс та лічильному – 1 мкс режимах

Висновок. Ця діаграма на Рис. 4.18 ілюструє експериментальні виміри величини похибки від супутнього гамма-випромінення джерела $^{239}\text{Pu-Be}$ у порівнянні з джерелом ^{252}Cf - 11.8% для 7 нс. Основною відмінністю ^{252}Cf є відсутність високоенергетичного супутнього гамма випромінювання 4.43 MeV, а також більш «м'яка» форма спектра. З урахуванням вкладу супутніх гамма-квантів ($\sim 7\%$ для Pu-Be) відмінність результатів вимірювань (4.8%) близько до похибки експерименту.

Таблиця 4.16

Параметри детектора Gd_2SiO_5 , джерело $^{239}Pu-Be$

Gd_2SiO_5 , джерело $^{239}Pu-Be$, потік швидких нейтронів $1.06 \cdot 10^5 \text{ н} \cdot \text{с}^{-1}$ в 4π		
Час фільтрації, нс	7	1000
Площа вікна детектора, S , см^2	3.24	3.24
Ефективність $\epsilon_{\text{ліч.}}$, імп/част. дет.	22.2	1.86
Чутливість, см^2	71.9	6.03
Швидкість лічення, ефект (без фону), імп./с	355.8	29.8
Швидкість лічення, фон, імп./с	7228	59.8
Густина потоку частинок на детекторі, част. $\cdot \text{с}^{-1}$	4.94	4.94
Відстань виявлення, R , см	21	21

Таблиця 4.17

Параметри детектора $Gd_2SiO_5 + Cd + \text{Парафін}$, джерело $^{239}Pu-Be$

$Gd_2SiO_5 + Cd + \text{Парафін}$, джерело $^{239}Pu-Be$, потік швидких нейтронів $1.06 \cdot 10^5 \text{ н} \cdot \text{с}^{-1}$ в 4π		
Час фільтрації, нс	7	1000
Площа вікна детектора, S , см^2	3.24	3.24
Ефективність $\epsilon_{\text{ліч.}}$, імп/част. дет.	36.5	2.30
Чутливість, см^2	118.3	7.45
Швидкість лічення, ефект (без фону), імп./с	584.5	36.8
Швидкість лічення, фон, імп./с	10322	65.1
Густина потоку частинок на детекторі, част. $\cdot \text{с}^{-1}$	4.94	4.94
Відстань виявлення, R , см	22.5	27

Таблиця 4.18

Параметри детектора Gd_2SiO_5 , джерело ^{252}Cf

Gd_2SiO_5 , джерело ^{252}Cf , потік швидких нейтронів $8.63 \cdot 10^4 \text{ н} \cdot \text{с}^{-1}$ в 4π		
Час фільтрації, нс	7	1000
Площа вікна детектора, $S, \text{ см}^2$	3.24	3.24
Ефективність $\varepsilon_{\text{ліч.}}$, імп/част. дет.	21.1	2.00
Чутливість, см^2	68.4	6.5
Швидкість лічення, ефект (без фону), імп./с	270.9	25.7
Швидкість лічення, фон, імп./с	6524.5	68.7
Густина потоку частинок на детекторі, част. $\cdot \text{с}^{-1}$	3.96	3.96
Відстань виявлення, $R, \text{ см}$	-	-

Таблиця 4.19

Параметри детектора Gd_2SiO_5 , джерело ^{137}Cs

Gd_2SiO_5 , джерело ^{137}Cs , потік гамма-квантів $2.7 \cdot 10^6 \text{ гамма} \cdot \text{с}^{-1}$ в 4π		
Час фільтрації, нс	7	1000
Площа вікна детектора, $S, \text{ см}^2$	3.24	3.24
Ефективність $\varepsilon_{\text{ліч.}}$, імп/част. дет.	14.5	1.14
Чутливість, см^2	47	3.69
Швидкість лічення, ефект (без фону), імп./с	1323.5	104.4
Швидкість лічення, фон, імп./с	6814	56
Густина потоку частинок на детекторі, част. $\cdot \text{с}^{-1}$	28.1	28.1
Відстань виявлення, $R, \text{ см}$	-	-

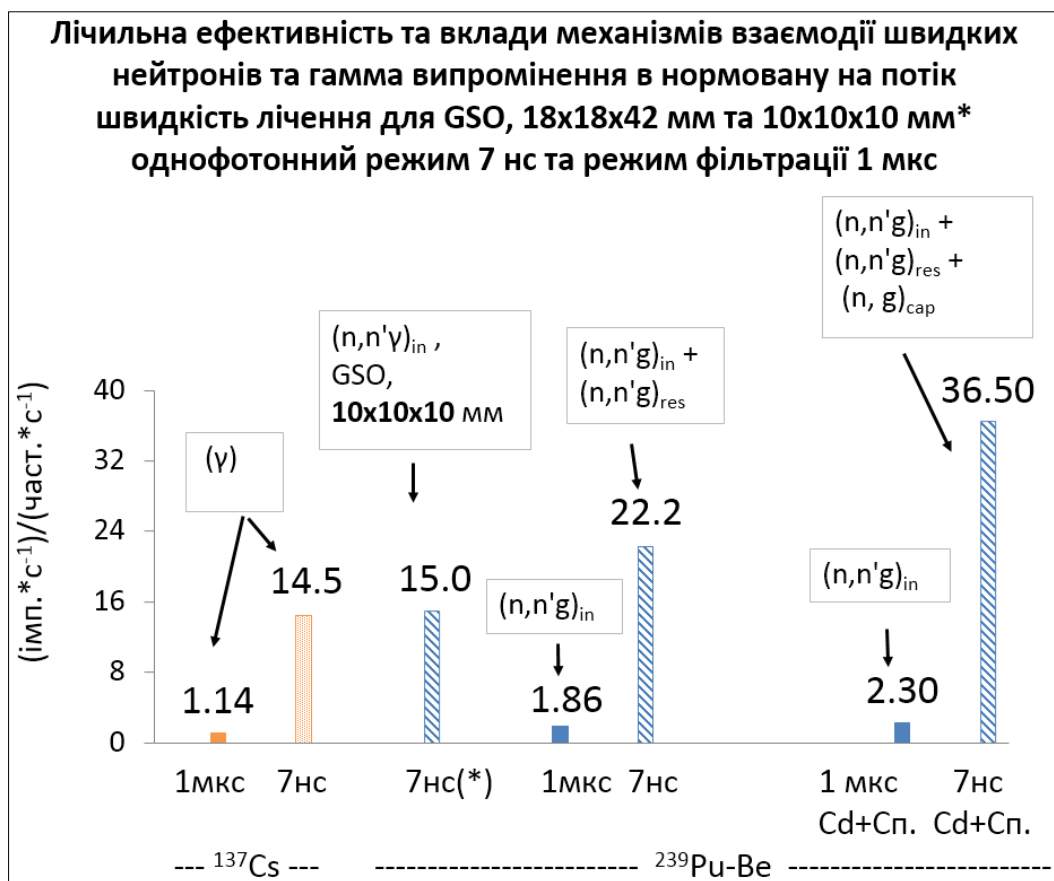


Рис. 4.19 Результати вимірів лічильної ефективності швидких нейтронів для детектора GSO, в однофотонному – 7 нс та лічильному – 1 мкс режимах

Рис. 4.19 та таблиці 4.16-4.19 демонструють експериментальні результати вимірів лічильної ефективності швидких нейтронів, гамма-квантів та визначення вкладів реакцій $(n, n'\gamma)_{in}$, $(n, n'\gamma)_{res}$, $(n, \gamma)_{cap}$ у ефективність лічення сцинтиляційного детектора GSO (Gd_2SiO_5) у двох режимах – лічильному режимі (стала часу інтегрування 7 нс+1 мкс, використано швидкий передпідсилювач) та в режимі однофотонного лічення сигналу з використанням швидкого передпідсилювача (стала часу інтегрування 7 нс). Можна побачити, що лічильна ефективність ШН для детектора GSO в режимі лічення 7 нс +1 мкс ~ 2.3 імп./нейтр., що можна пояснити реєстрацією гамма-квантів практично з однієї реакції $(n, n'\gamma)_{in}$. (переріз на Gd - 0.651 барн, Si - 0.450 барн). Незначне (у порівнянні з ZWO) підвищення лічильної ефективності ШН для детектора GSO

в режимі лічення 7 нс за відсутністю Cd становить 22.2, залежить від розмірів сцинтилятора, що можна пояснити досить низькою межею резонансної зони – 8 кеВ, незважаючи на те, що резонансний переріз Gd становить 404 барн, а переріз для Si - 0.0995 барн. Лічильна ефективність ШН для детектора GSO в режимі лічення 7 нс за наявністю Cd, розміщеного за межами сцинтилятора, становить 36.5, що можна пояснити реєстрацією гамма-квантів з реакцій $(n, n'\gamma)_{in}$, $(n, n'\gamma)_{res}$ та незначною добавкою реакції $(n, \gamma)_{cap}$, (переріз на Gd – 48630 барн, Si – 0.165 барн).

Висновок. Сцинтилятор GSO не дає змоги ефективно реєструвати каскадні гамма-кванти низьких енергій, що супроводжують процес розрядки компаунд ядер, які збуджуються у резонансному та радіаційному захопленні завдяки значній довжини уповільнення (13.8 см). Реакція радіаційного захоплення $(n, \gamma)_{cap}$ у сцинтиляторі GSO майже не реалізується за причиною занадто низької межі резонансної зони, яка є ефективним уповільнювачем швидких нейтронів. Cd при захопленні теплових нейтронів генерує гамма-кванти, що реєструються детектором, з енергією 558 кеВ та інші. Добавка сповільнювача нейтронів за межами сцинтилятора підвищує ефективність реєстрації до 36.5.

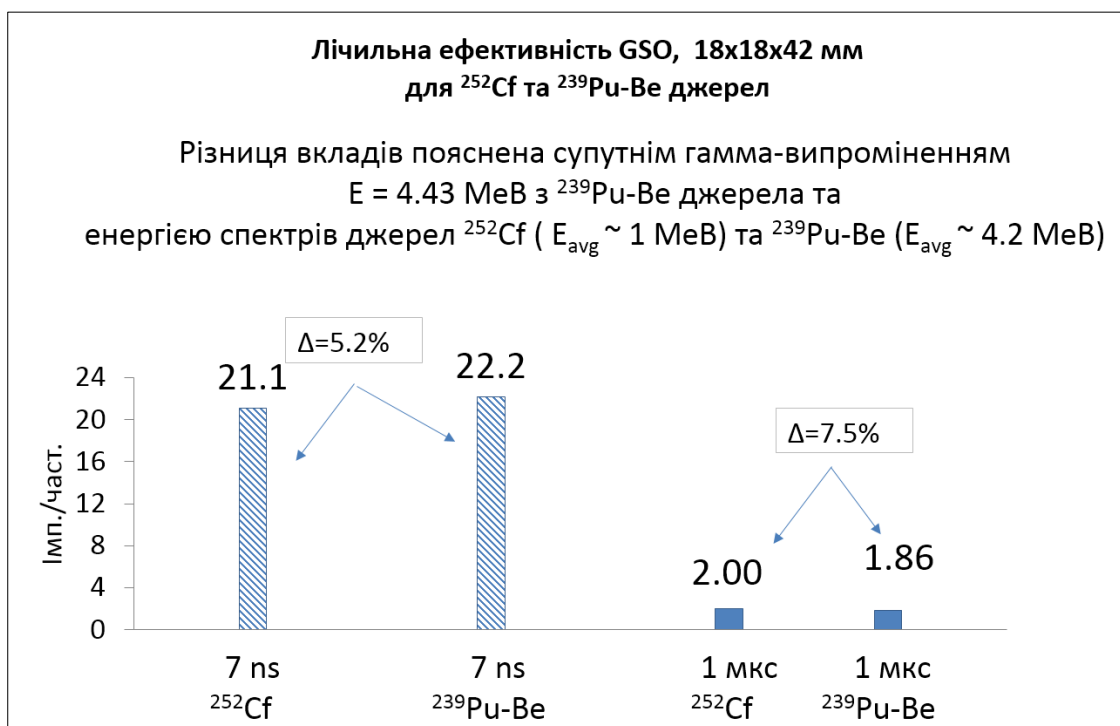


Рис. 4.20 Результати вимірів лічильної ефективності швидких нейтронів для детектора GSO, в однофотонному – 7 нс та лічильному – 7 нс+1 мкс режимах

Висновок. Рис. 4.20 ілюструє експериментальні виміри величини похибки від супутнього гамма-випромінення джерела $^{239}\text{Pu-Be}$ у порівнянні з джерелом ^{252}Cf - 5.2% для 7 нс, 7.5% для 7 нс+ 1 мкс.

В таблицях 4.20 - 4.22 наведені параметри та результати вимірів ефективності детектора KN_2PO_4 .

Таблиця 4.20

Параметри детектора KN_2PO_4 , джерело $^{239}\text{Pu-Be}$

KN_2PO_4 , джерело $^{239}\text{Pu-Be}$, потік швидких нейтронів $1.06 \cdot 10^5 \text{ н} \cdot \text{с}^{-1}$ в 4π		
Час фільтрації, нс	7	1000
Площа вікна детектора, S , см^2	3.24	3.24
Ефективність $\varepsilon_{\text{ліч.}}$, імп/част. дет.	3.57	0.096
Чутливість, см^2	11.6	0.31
Швидкість лічення, ефект (без фону), імп./с	223.5	6.18
Швидкість лічення, фон, імп./с	7925.6	5.70
Густина потоку частинок на детекторі, част. $\cdot \text{с}^{-1}$	64.1	64.1

Таблиця 4.21

Параметри детектора KN_2PO_4 , джерело ^{137}Cs

KN_2PO_4 , джерело ^{137}Cs потік гамма-квантів $2.7 \cdot 10^6 \text{ гамма} \cdot \text{с}^{-1}$ в 4π		
Час фільтрації, нс	7	1000
Площа вікна детектора, S , см^2	3.24	3.24
Ефективність $\varepsilon_{\text{ліч.}}$, імп/част. дет.	1.41	0.00029
Чутливість, см^2	4.6	0.00094
Швидкість лічення, ефект (без фону), імп./с	1601.7	0.330
Швидкість лічення, фон, імп./с	7249	5.75
Густина потоку частинок на детекторі, част. $\cdot \text{с}^{-1}$	345.8	345.8

Таблиця 4.22

Параметри детектора KH_2PO_4 , джерело ^{252}Cf

KH_2PO_4 , джерело ^{252}Cf потік швидких нейтронів $8.63 \cdot 10^4 \text{ н} \cdot \text{с}^{-1}$ в 4π		
Час фільтрації, нс	7	
Площа вікна детектора, см^2	3.24	
Ефективність $\varepsilon_{\text{ліч.}}$, імп/част. дет.	2.7	
Чутливість, см^2	9	
Швидкість лічення, ефект (без фону), імп./с	143	
Швидкість лічення, фон, імп./с	8152	
Густина потоку частинок на детекторі, част. $\cdot \text{с}^{-1}$	16.5	

Рис. 4.21 демонструє експериментальні результати вимірів лічильної ефективності швидких нейтронів, гамма-квантів та визначення вкладів реакцій $(n, n'\gamma)_{\text{in}}$, $(n, n'\gamma)_{\text{res}}$, $(n, \gamma)_{\text{cap}}$ у ефективність лічення сцинтиляційного детектора KDP (KH_2PO_4) у двох режимах – лічильному режимі (стала часу інтегрування $7 \text{ нс} + 1 \text{ мкс}$, використано швидкий передпідсилювач та уповільнений підсилювач – 1 мкс) та в режимі однофотонного лічення сигналу з використанням швидкого передпідсилювача (стала часу інтегрування 7 нс).

**Лічильна ефективність та вклади механізмів взаємодії швидких
нейтронів та гамма квантів,
детектор KDP 18x18x42 мм, (імп/с)/(част/с).**

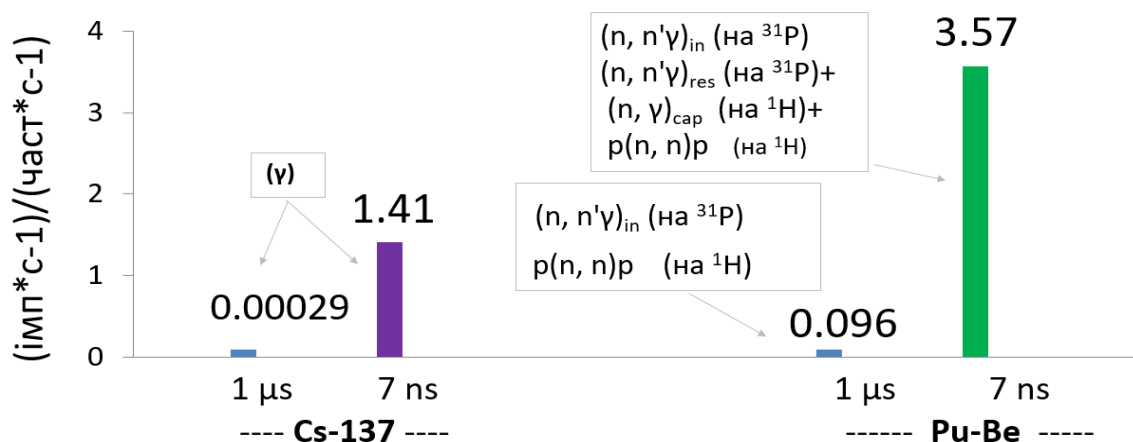


Рис. 4.21 Результати вимірів лічильної ефективності швидких нейтронів для детектора KDP, в однофотонному – 7 нс та лічильному – 1 мкс режимах

Можна побачити, що лічильна ефективність ШН для детектора KDP в режимі лічення 7нс+1 мкс близька до 9.6%. При цьому лічильна ефективність гамма-квантів в режимі лічення 7нс+1 мкс дуже пригнічена, що можна пояснити різною величиною питомих втрат енергії для протонів та електронів.

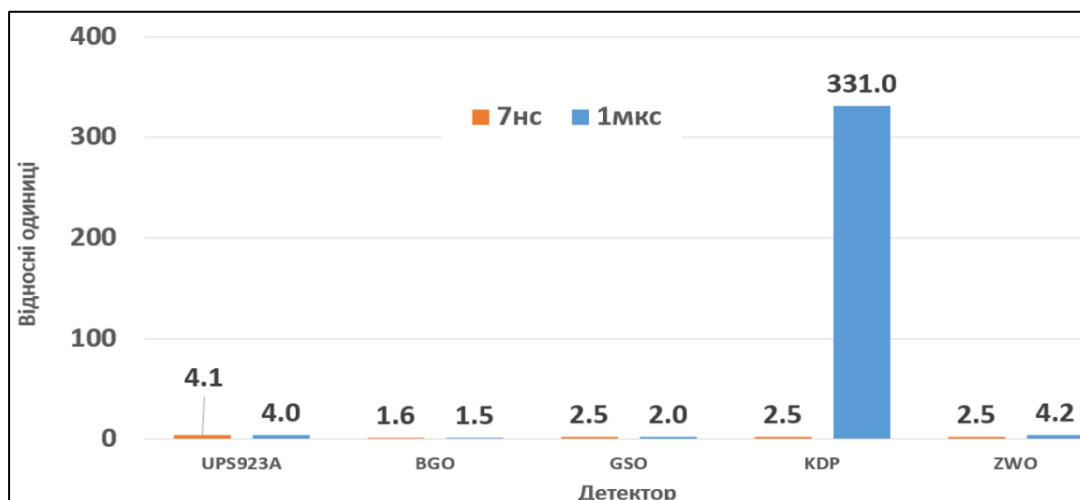


Рис. 4.22 Результати розрахунків $\varepsilon_n/\varepsilon_\gamma$ відношення для детекторів швидких нейтронів ZWO, BGO, GSO, KDP, UPS в однофотонному – 7 нс та лічильному – 7 нс +1 мкс режимах

При використанні фільтрації 7 нс+1 мкс для KDP досягнуто значне пригнічення супутнього гамма-фону – 331 Рис. 4.22. Методика одночасного послідовного застосування режиму лічення фотонів (7 нс) і фільтрації (1 мкс) (методики відбору за формою сигналу) приводить до підвищення чутливості до заряджених продуктів реакцій - $p(n, n)p$, $^{31}\text{P}(n, n)^{31}\text{P}$, $^{16}\text{O}(n, n)^{16}\text{O}$, $^{39}\text{K}(n, n)^{39}\text{K}$ та пригнічення чутливості до легких електронів завдяки різною величиною питомих втрат енергії для протонів, P, O, K та електронів. Завдяки меншій дисперсії сигналу від важких частинок зростає відношення $\varepsilon_n/\varepsilon_\gamma$.

Підвищення лічильної ефективності ШН для детектора KDP в режимі лічення 7 нс становить 3.57, (у 37 разів), що можна пояснити ефективною реєстрацією гамма-квантів з резонансних областей К та Р. Тим не менше, цей режим не є перспективним за причиною низької величини відношення $\varepsilon_n/\varepsilon_\gamma$ [62].

Таблиця 4.23

**Параметри детекторів композитів (сцинтилятор, порошок+світловод),
джерело $^{239}\text{Pu-Be}$**

Композити, джерело $^{239}\text{Pu-Be}$		
Час фільтрації, нс	7	1000
Ефективність $\epsilon_{\text{ліч.}}$, імп./нейтрон $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$	0.41	0.18
Ефективність $\epsilon_{\text{ліч.}}$, імп./нейтрон Gd_2SiO_5	0.36	0.4
Ефективність $\epsilon_{\text{ліч.}}$, імп./нейтрон ZWO_4	1.66	0.35

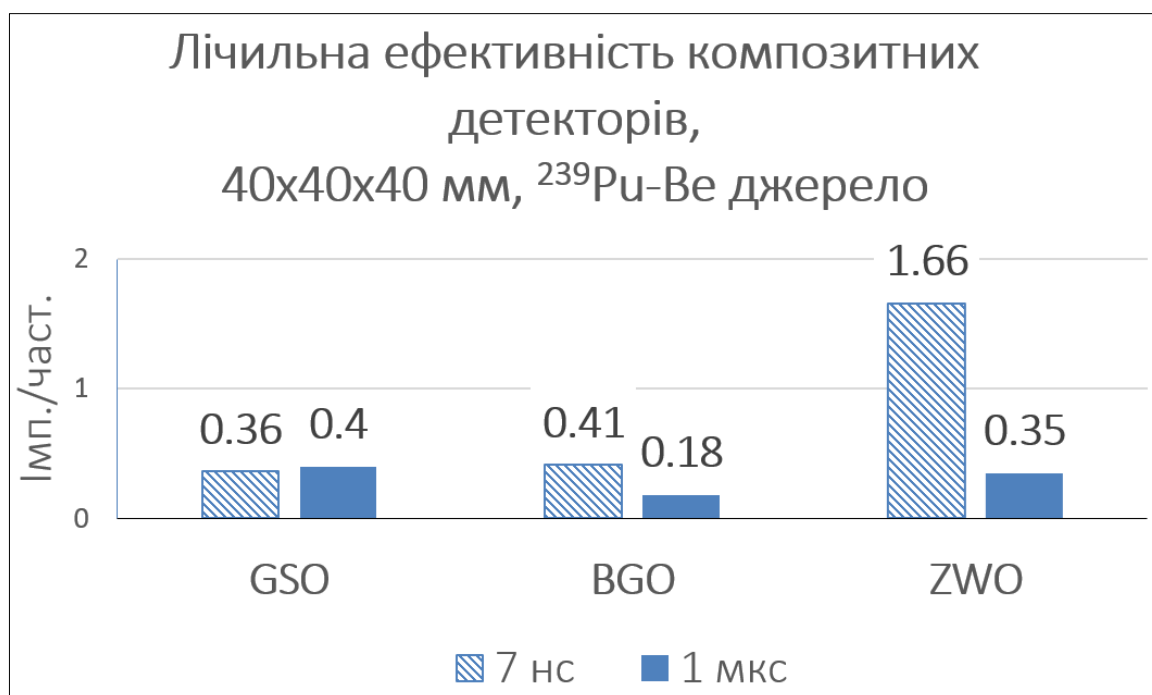


Рис. 4.23 Результати вимірів лічильної ефективності ШН джерела Pu-Be для композитних детекторів ZWO, BGO, GSO в однофотонному – 7 нс та лічильному – 7 нс +1 мкс режимах

Висновок. Ці результати (Рис. 4.23 та Таблиця 4.23) свідчать, що композитні сцинтилятори можуть стати перспективною заміною монокристалічних детекторів при використанні відповідних методів реєстрації (7 нс) та застосуванні ефективних оксидних сцинтиляторів (ZWO) в якості наповнювача. Композитні детектори дозволяють збільшувати об'єм детектора без необхідності вирощувати монокристали великого розміру. Наповнювач композитного детектора може бути приготований шляхом більш дешевого технологічного процесу отримання сцинтиляційних кристалів – твердофазного синтезу (*solid-phase synthesis*, ТФС).

Висновки до розділу 4

На основі розробленої методики підвищення чутливості для важких оксидних сцинтиляторів ZWO (7 нс), для водневовмісних сцинтиляторів UPS (7 нс+1 мкс), методики підвищення відношенням $\epsilon_n/\epsilon_\gamma$ для водневовмісних сцинтиляторів KDP (7 нс+1 мкс) розглянуто результати експериментів щодо реєстрації лічильної ефективності реєстрації ШН сцинтиляторами ZWO, BGO, GSO, KDP, UPS та встановлення величин вкладів механізмів взаємодії ШН. Приведено порівняльний аналіз відгуків досліджених детекторів для джерел гамма випромінювання – Cs-137 та нейтронних джерел Pu-Be, Cf-252.

Встановлено, що для підвищення чутливості методики варто використовувати однофотонний режим роботи ФЕП та неперевантажуваний передпідсилювач з високим коефіцієнтом підсилення, що дозволило реєструвати як високоенергетичні гамма-кванти із реакції непружного розсіювання, так і низькоенергетичні гамма-кванти, що продукуються з переходів високозбуджених станів компаунд-ядер, сформованих в реакції резонансного захоплення.

Створено два нових детектори: з суттєвим підвищенням лічильної ефективності (чутливості) – ZWO та з високим відношенням $\epsilon_n/\epsilon_\gamma$ - KDP Рис. 4.24, Таблиця 4.24.



КЛЮЧОВІ ОСОБЛИВОСТІ

- Детектор є **модератор** та **конвертор** водночас
- Використання **генетичного** зв'язку каскадів продуктів реакцій непружного, **резонансного** розсіювання та захвату **ШН** на ядрах **ZWO**
- Використання **однофотонного** методу
- Використання методики відбору за **формою** сигналу шляхом **фільтрації** в інтервалах:
 - 7 нс ;
 - 7 нс + 1 мкс

Рис. 4.24 Нові детектори швидких нейтронів: з суттєвим підвищенням ефективності (чутливості) – ZWO та з високим відношенням $\epsilon_n/\epsilon_\gamma$ - KDP

Таблиця 4.24

Значення максимальної відстані виявлення R (см) для сцинтиляторів ZWO

Сцинтилятор	R, см ($\tau \sim 2$ нс)	R, см ($\tau = 1$ мкс)	K1	K2	K3
ZWO	57	42	~ 1.4	~ 1.9	~ 1.9

де K1 – збільшення максимальної відстані виявлення, K2- збільшення чутливості в складі системи моніторингу, K3- збільшення ефективної площі детектора в порівнянні до спектрометричного підходу реєстрації. Перевагами нових

детекторів є: для ZnWO_4 : - підвищення фізичної ефективності в 1.9 рази за рахунок резонансних механізмів та нової методики фільтрації сигналу, лічильна ефективність - 752 імп./нейтрон, відношення $\varepsilon_n/\varepsilon_\gamma = 2.5$; для $\text{KDP}(\text{TL}^+)$: лічильна ефективність - 0.09 імп./нейтрон (9 %), відношення $\varepsilon_n/\varepsilon_\gamma = 331$. У детекторах ZWO реалізуються реакції $(n, n'\gamma)_{\text{in}}$, $(n, \gamma)_{\text{res}} + (n, n'\gamma)_{\text{res}}$ та $(n, \gamma)_{\text{cap}}$. Відстань виявлення для ZWO збільшилася в 1.4 рази для 1-фотонного режиму ($\tau = 7$ нс) у порівнянні з $\tau = 7$ нс + 1 мкс (тобто ефективна площа детектора збільшилася в 1.9 рази). Основні результати досліджень даного розділу наведено в публікаціях автора: [3, 4, 5, 6, 7, 8].

РОЗДІЛ 5

ПРИКЛАДНА ЧАСТИНА. ПОРТАЛ

5.1 Система моніторингу ШН

Портали – системи, що здійснюють онлайн моніторинг транспорту чи багажу на пунктах митниці, з метою попередження незаконного переміщення джерел радіації та попередження загроз тероризму. Проблема виявлення з якою стикаються системи моніторингу – це можливість хибних спрацювань та небажаних спрацювань сигналізації, що веде до відповідних затрат на відпрацювання кожної тривоги. Ці хибні спрацювання обумовлені коливаннями природного радіаційного фону так і наявністю радіаційного випромінення від сировини господарського призначення як-то переміщення будівельних матеріалів (граніт, щебінь). Більшість сучасних порталів побудовано на базі детекторів з великими об'ємами робочого тіла з полівінілхлориду. Вони поступово витісняють попередній підхід моніторингу з використанням ³Не детекторів, за умови гострого дефіциту останнього. Потік даних з порталу аналізується в режимі реального часу в момент перетину радіоактивним джерелом так званої “рамки”. Коли автомобіль з джерелом випромінення з фіксованою швидкістю перетинає “рамку” порталу, система дає імпульсний відгук, ширина якого обумовлена швидкістю переміщення вантажу, а висота - інтенсивністю випромінення джерела та фоновими флуктуаціями на даний момент часу. Аналіз потоку даних полягає у тому, що за мінімальний час необхідно вирахувати поріг спрацювання порталу для поточного рівню природного фону. В свою чергу, при проходженні транспортного засобу поряд з порталом відбувається викривлення природного фону через вплив ефекту тіньового захисту від маси автомобіля чи контейнера. Рівень фону є базовою лінією, відносно якої перераховується поріг спрацювання системи [63]. Достовірність виявлення системи визначається кількістю хибних спрацювань

відносно кількості вимірів та залежить від обраного порогу реєстрації, що оптимізується методами математичної обробки потоку даних.

5.2 Визначення відстані виявлення джерел ШН

Детектори гамма-нейтронного випромінення на основі оксидних сцинтиляторів, як нами показано [3-7], дозволяють створювати компактні, заданої чутливості детектори для систем контролю несанкціонованого переміщення матеріалів поділу та радіоактивних матеріалів. Відгук детекторів при сповільненні нейтронів в оксидних сцинтиляторах в першу чергу формується миттєвими гамма-квантами реакції непружного розсіяння та затриманими каскадними гамма-квантами реакції радіаційного захоплення в резонансній області від збуджених станів компаунд-ядер сцинтилятора.

Використання методу фільтрації $7 \text{ нс} + 1 \text{ мкс}$ (відбір за формою сигналу) дає змогу підвищити відстань виявлення UPS детектора на 25% (з 47 см до 59 см) за рахунок використання механізмів $(n, n'\gamma)_{\text{res}}$, $p(n, n)n$, $^{12}\text{C}(n, n)^{12}\text{C}$. Ці реакції можуть бути реалізовані при сповільненні швидких нейтронів в оксидних сцинтиляторах товщиною від 3 до 10 см. У попередніх роботах [28-36] сигнали з оксидних сцинтиляційних детекторів реєструвалися в спектрометричному режимі, при цьому час формування сигналу з ФЕП в такому режимі знаходився в інтервалі від одиниць до десятків мікросекунд. При цьому реєструвалась фізична ефективність детектора в одиницях імпульс/нейтрон не перевищувала одиниці. В роботах [3] представлені нові результати з досліджень лічильної ефективності реєстрації швидких нейтронів сцинтиляторами ZWO и BGO. Як показано в наших роботах використання режиму лічення одиничних фотонів в сцинтиляторі ZWO дозволяє реєструвати підвищену лічильну ефективність до 60 імпульсів/нейтрон, в порівнянні з сцинтилятором BGO 2.5 імпульсів/нейтрон, яка пояснювалася реєстрацією виникаючих в ядрах сцинтилятора КГК, що виникають, в свою чергу, при розрядці рівнів нестабільних ядер, що утворилися

в результаті взаємодії нейтронів з ядрами сцинтилятора ZWO. В нашій роботі [5] проведена порівняльна оцінка максимальної відстані виявлення нейтронного випромінювання системою моніторингу портал з використанням детекторів ZWO, BGO як з використанням класичного підходу з використанням спектрометрії та і в режимі лічenni одиничних фотонів. Використання режиму лічenni одиничних фотонів в системі моніторингу з використанням широкополосного передпідсилювача сигналів ФЕП дозволило отримати приріст відстані виявлення в порталі. Оскільки енергія каскадних гамма-квантів, що випускаються збудженими станами компаунд ядер, в зв'язку з високою щільністю рівнів має невелику величину, був застосований передпідсилювач з високим коефіцієнтом підсилення і низьким рівнем власних шумів. У зв'язку з тим, що КГК, що випускаються компаунд-ядрами, можуть відчувати накладення в вимірювальному тракті, була забезпечена можливість їх роздільної реєстрації шляхом використання широкосмугового підсилювача разом з диференційною лінією затримки на кабелі. Для забезпечення максимально можливої ефективності рахунку КГК, в ФЕП був застосований режим рахунку одиничних фотонів, який дозволив виділити сигнали гранично малих енергій і тривалостей.

Попередні дослідження лічильної ефективності реєстрації нейтронів оксидними сцинтиляторами в одиницях імпульс·с⁻¹·см²/нейтрон·с⁻¹·см² проводились згідно з методикою описаною в [7]. Для оцінки ефективності системи моніторингу використано параметр максимальна відстань виявлення, відстані на якій відбувається спрацювання порогу реєстрації системи. Поріг, розраховується за формулою

$$x_{tr} = k \cdot (1/(n-1) \cdot \sum (x_i - x_{avg})^2) \quad (5.1),$$

де x_{tr} — величина порогу, x_{avg} — середнє значення швидкості лічenni системи, x_i — значення швидкості лічenni, коефіцієнт k обрано рівним 3, що залежить від розподілу фоновому потоку сигналів. Дисперсія значень швидкості лічenni оцінювалась за законом точкового розподілу. Оцінка дисперсії за розподілом

Пуассона показала, що потік даних з монітору не підпорядковується цьому розподілу та давала у результаті розрахунку занижений поріг, що призводило до наявності хибних спрацювань порталу. Фонові флуктуації не підпорядковуються розподілу Пуассона. Надійність оцінки максимальної відстані виявлення задавалась на рівні 99%, тобто не більше 1 хибного спрацювання на 1000 імпульсів.

Перевірка чутливості системи на основі монокристалічних проводилась в сферичній геометрії [52]. Імітацією радіаційної загрози слугувало повірене джерело нейтронів $^{239}\text{Pu-Be}$ з потоком нейтронів 0.95×10^5 нейтрон $\cdot \text{с}^{-1}$. Була створена модель джерела в захисті. Була виготовлена свинцева сфера $\varnothing 100$ мм з циліндричним каналом $\varnothing 20$ мм до центру сфери. Сферична геометрія обрана з міркувань компенсації розсіяних в об'ємі свинцю нейтронів та ослаблення супутнього гамма випромінення від джерела $^{239}\text{Pu-Be}$ [5] 7. Також встановлювався додатковий свинцевий екран навколо детектора, товщиною 4 мм для захисту від фонового випромінення. Прийняті міри призвели до послаблення фону до трьох разів в енергетичному діапазоні 100 кеВ.

Для вимірів максимальної відстані виявлення час накопичення фону складав 1000 с з кількістю точок рівній 1000, при часі одного виміру 1 с. З такими налаштуваннями була накопичена інформація і з внесеним джерелом нейтронів. Швидкість лічення фонових коливань для детектора ZWO об'ємом $\varnothing 52 \times 40$ мм³ склала $\sim 3000 \text{ с}^{-1}$, а в порівнянні з класичним підходом до $\sim 40 \text{ с}^{-1}$.

Складові елементи системи показано на Рис. 5.1 Використаний фотопомножувач R1307 Hamamatsu, сигнали з якого підсилювалися швидкодіючим підсилювачем. Шумова складова тракту та шуми електроніки склали не більше 10 мВ. Додатково для фільтрації сигналів використано техніку короткозамкненого кабелю сумарною довжиною 2 м. Високовольтне живлення ФЕП вибрано як 1250 В. Контрольні виміри показали час наростання сигналу 1 мкс в спектрометричному тракті та 10 нс в лічильному.

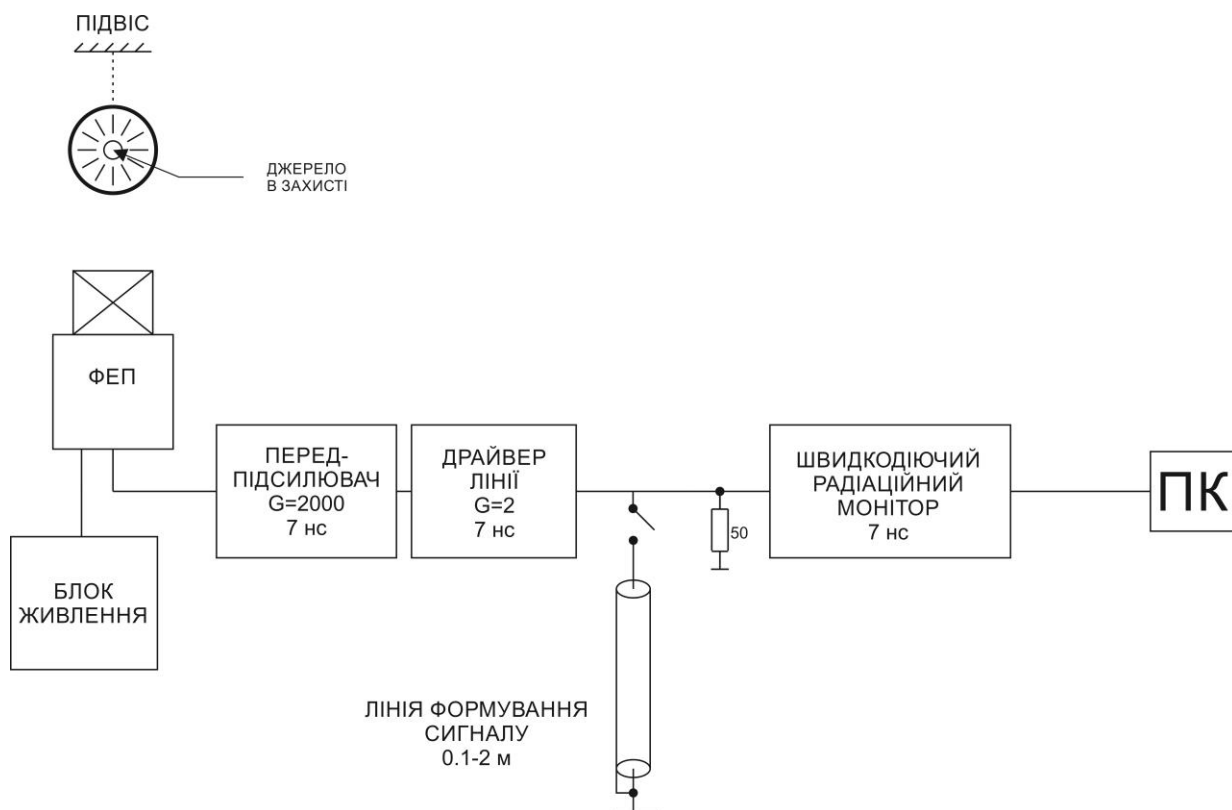


Рис. 5.1 Структурна схема системи моніторингу

5.3 Результати експериментів

Отримані експериментальні значення максимальної відстані виявлення відстані від джерела до детектора. Швидкість лічення зареєстрованих сигналів не перевищувала встановлений поріг спрацювання,

$$x_{tr} = x_{avg} + k \cdot (1/(n-1) \cdot \Sigma(x_i - x_{avg})^2) \quad (5.2),$$

$k = 3.5$, з надійністю не гірше одного хибного спрацювання на кожну тисячу імпульсів для детекторів ZWO та BGO. Виміри проведені в спектрометричному режимі та в режимі лічення одиничних фотонів. В таблиці 5.3 і на Рис. 5.3 приведені результати вимірів максимальної відстані виявлення R для скінтіляторів ZWO, BGO в складі монітора портал. Введено наступні коефіцієнти: $K1$ – збільшення максимальної відстані виявлення, $K2$ - збільшення чутливості в складі системи моніторингу, $K3$ - збільшення ефективної площі детектора в порівнянні до спектрометричного підходу реєстрації. Оцінка

приросту чутливості та ефективної площі детектора проводилася згідно закону зворотних квадратів.

Таблиця 5.1

**Значення максимальної відстані виявлення R (см) для сцинтиляторів
ZWO, BGO**

Сцинтилятор	R, см ($\tau \sim 2$ нс)	R, см ($\tau = 1$ мкс)	K1	K2	K3
ZWO	57	42	~ 1.4	~ 1.9	~ 1.9
BGO	38	38	-	-	-

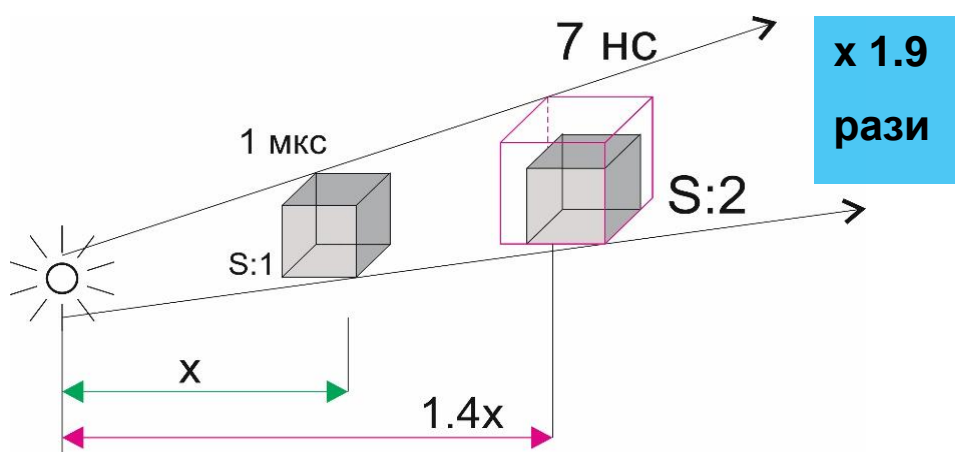


Рис. 5.2 Приріст відстані виявлення (чутливості) джерела ШН детектором на основі ZWO у складі радіаційного порталу

Зниження порогу чутливості відбувається за рахунок резонансних процесів та радіаційного захоплення при використанні 1-фотонного методу реєстрації (7 нс). Режим 7 нс дає змогу зареєструвати гамма-кванти резонансних процесів невеликих енергій зі збуджених станів компаунд ядер сцинтилятора. Приклад робочого вікна програми керування системою моніторингу показано на Рис. 5.3 Червона лінія відображає розрахований поріг спрацювання системи. Поріг розраховується на основі попередньо накопичених відліків фонового

випромінення без присутніх супутніх джерел радіаційного випромінення (сині точки нижче червоного порогу). Над порогом показана реакція системи моніторингу на наявність джерела випромінення $^{239}\text{Pu-Be}$, як видно всі зареєстровані точки лежать вище попередньо розрахованого порогу. Як тільки перевищення порогу відбувається систематично з надійністю не гірше 3σ це дає змогу зафіксувати відстань виявлення джерела нейтронного випромінення в метрах шляхом контрольного виміру відстані від центра джерела до геометричного центру сцинтилятора.

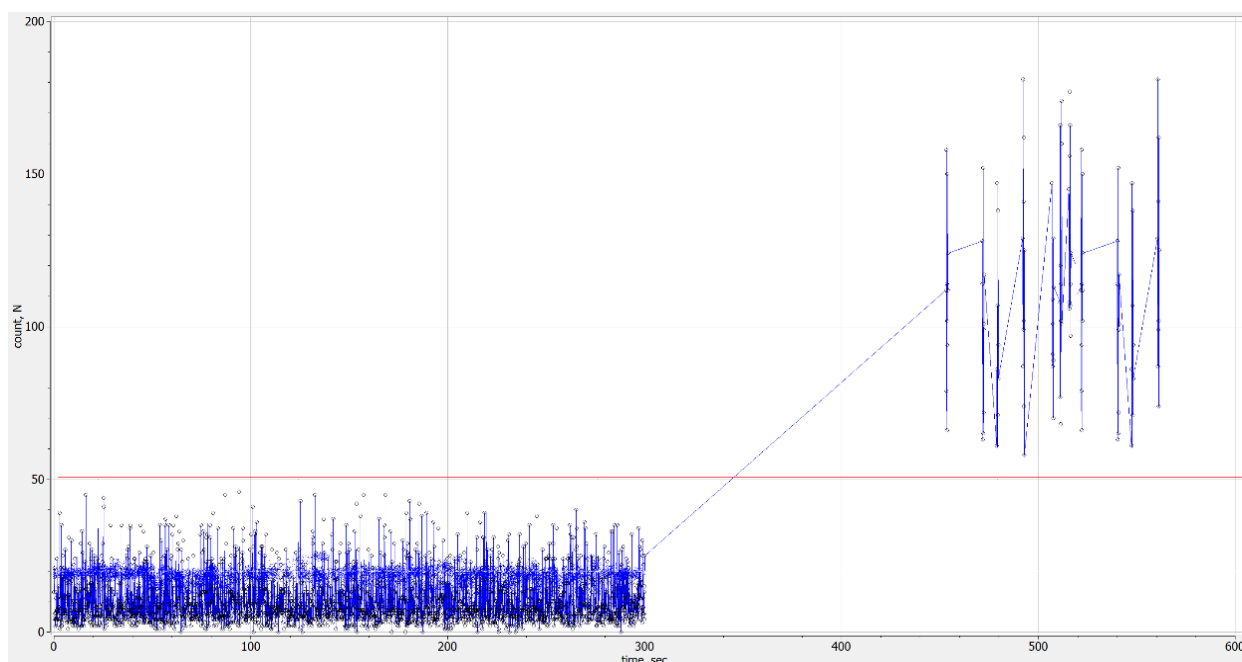


Рис. 5.3 Приклад накопичення даних системою «Портал» від джерела $^{239}\text{Pu-Be}$

За допомогою розробленої системи «Портал» були накопичені результати добової флуктуації фону в експериментальній лабораторії, що дало змогу розрахувати оптимальний час експозицій та інтервали в серіях вимірів сцинтиляторів. На Рис. 5.4 показано приклад визначення фонових флуктуацій системою «Портал» в приміщенні лабораторії, червоним кольором обведено перегин кривої фону, що підтверджує можливі нестабільності фонового

випромінення впродовж доби. Приведений на Рис. 5.3.2. перегин становить $\sim 20\%$ відхилення від середньої кількості відліків фону. За рахунок накопичення таких експериментальних даних було визначено, що надійним часом експозиції в експериментах є 100 секунд для «сигнал + фон» та 100 секунд для «фон», кількість вимірів – 5.

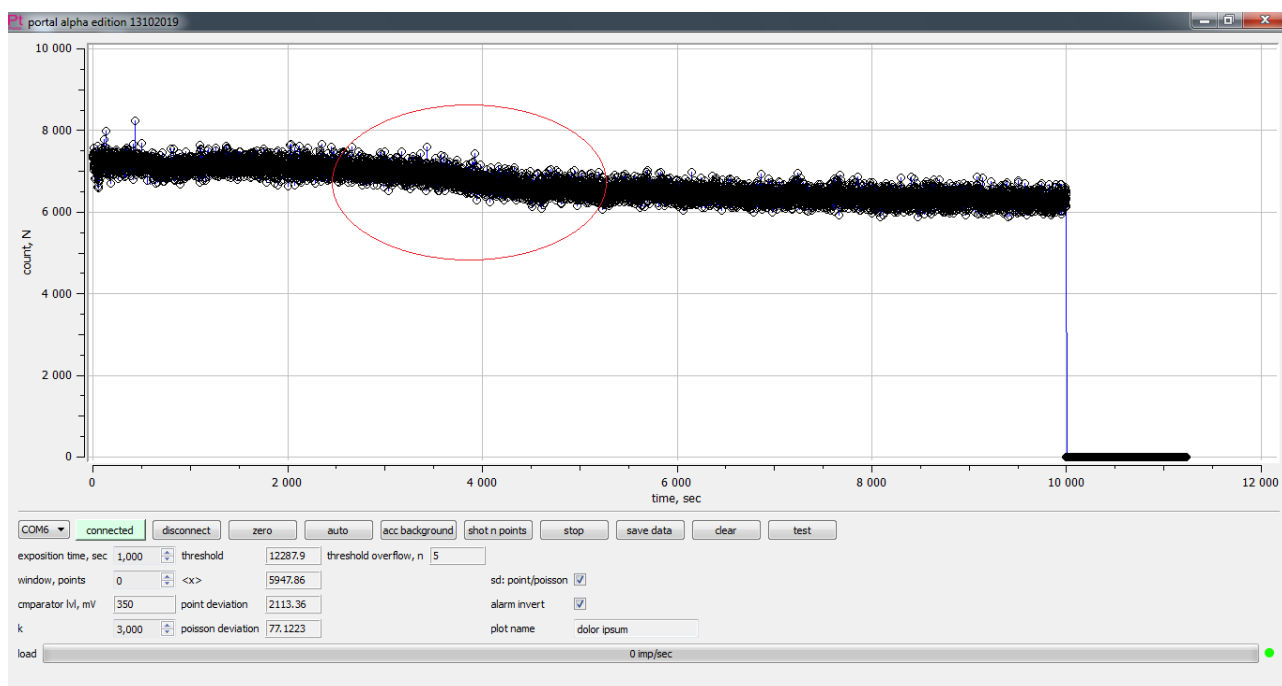


Рис. 5.4 Визначення фонових флуктуацій системою «Портал» в приміщенні лабораторії

Деталізований онлайн контроль фонових флуктуацій надав змогу підвищити надійність накопичення експериментальних результатів.

5.4 Розробка програмно-апаратного забезпечення «Портал»

З урахуванням експериментально визначених процесів, що продукуються в детекторі під час реєстрації швидких нейтронів було розроблено швидкодіючу систему онлайн моніторингу портал. На Рис. 5.5 представлена принципова схема системи моніторингу. Система моніторингу побудована на базі лічильника імпульсів, вхідний каскад якого виконано на швидкодіючому компараторі, обмін

даними та керування яким здійснюється програмним забезпеченням з персонального комп'ютера через USB інтерфейс.

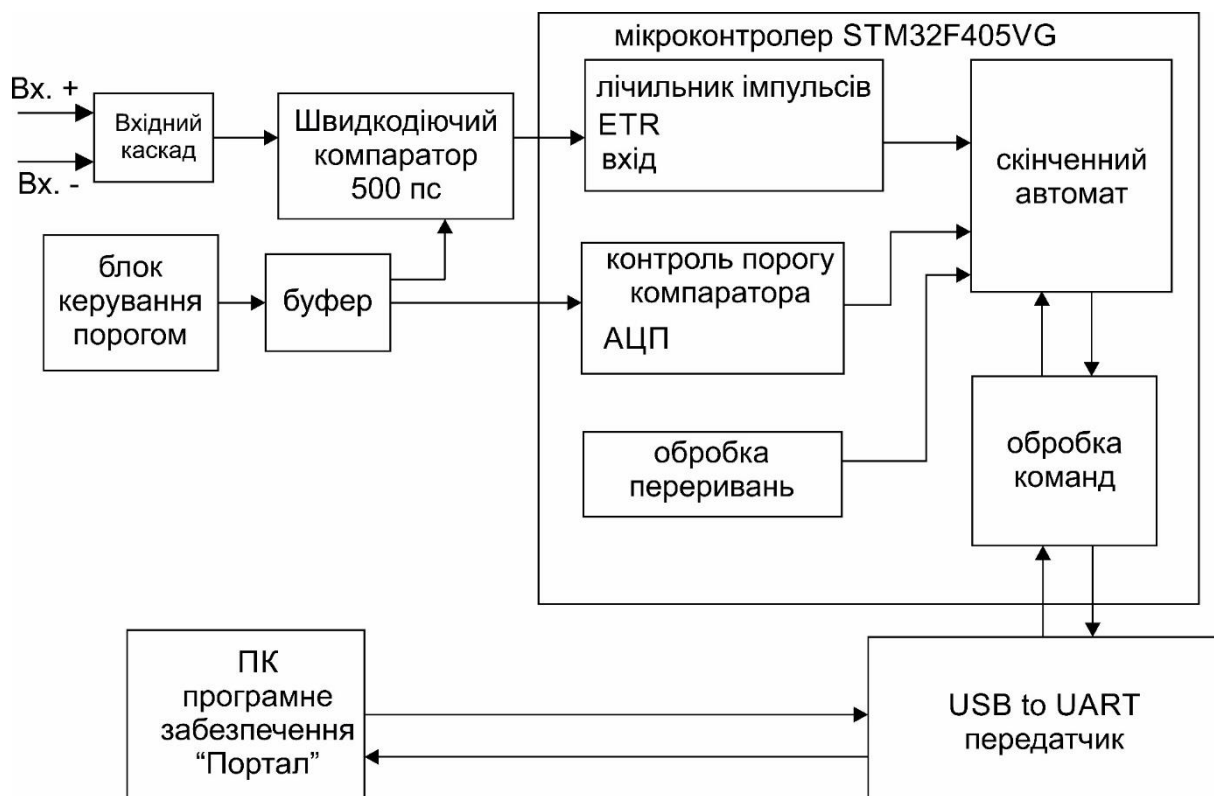


Рис. 5.5 Принципова схема системи моніторингу портал

Принципові електричні схеми представлені на Рис. 5.5 та Рис. 5.7. Основу вхідного каскаду складає одноканальний швидкодіючий компаратор AD8611 з затримкою розповсюдження сигналу в 4 нс при 5 В та входом 100 МГц. Варто підкреслити, що обраний компаратор містить вхід LATCH який дозволяє блокувати вхід на період цифрової обробки імпульсу. Вхідний каскад містить біполярний захист вхідних каналів та дозволяє працювати з сигналами обох полярностей завдяки проміжним каскадам DA2, DA3. Бажаний поріг дискримінації імпульсів задається зовнішнім потенціометром R21. Контроль рівня порогу через DA6 передається в мікроконтролер для подальшої індикації в програмному забезпеченні оператора. В склад системи входить власний блок живлення для забезпечення функціональних вузлів необхідними напругами.

Основу лічильного каскаду складає цифровий 32-х бітний мікроконтролер STM32F40RG. Апаратними засобами мікроконтролера реалізовано 32-х бітний лічильник позитивних імпульсів, що надходять з компаратора. Мікроконтролер блокує вхід компаратора на час обробки сигналу по передньому фронту сигналу. Здійснюється оцифровка встановленого порогу дискримінації сигналу. Наявний модуль звукової сигналізації про перебіг процесів детектування та роботи монітору. Зв'язок з комп'ютером реалізовано через USB інтерфейс.

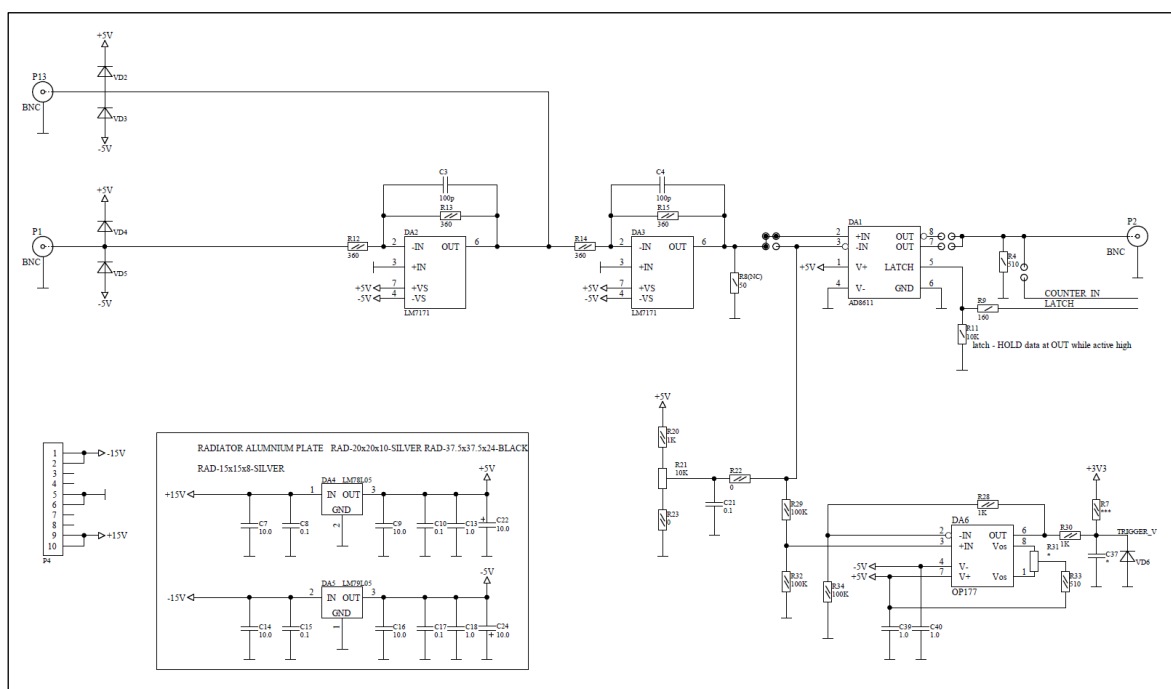


Рис. 5.6 Система моніторингу портал. Вхідний каскад

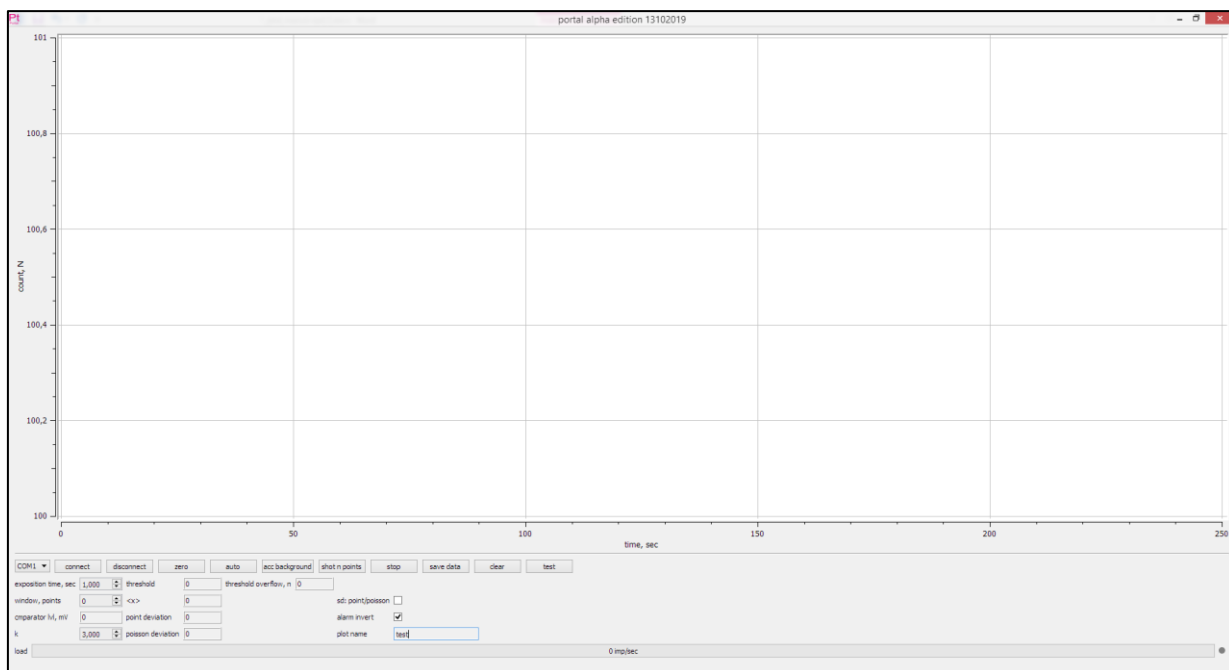


Рис. 5.8 Програмне забезпечення системи моніторингу

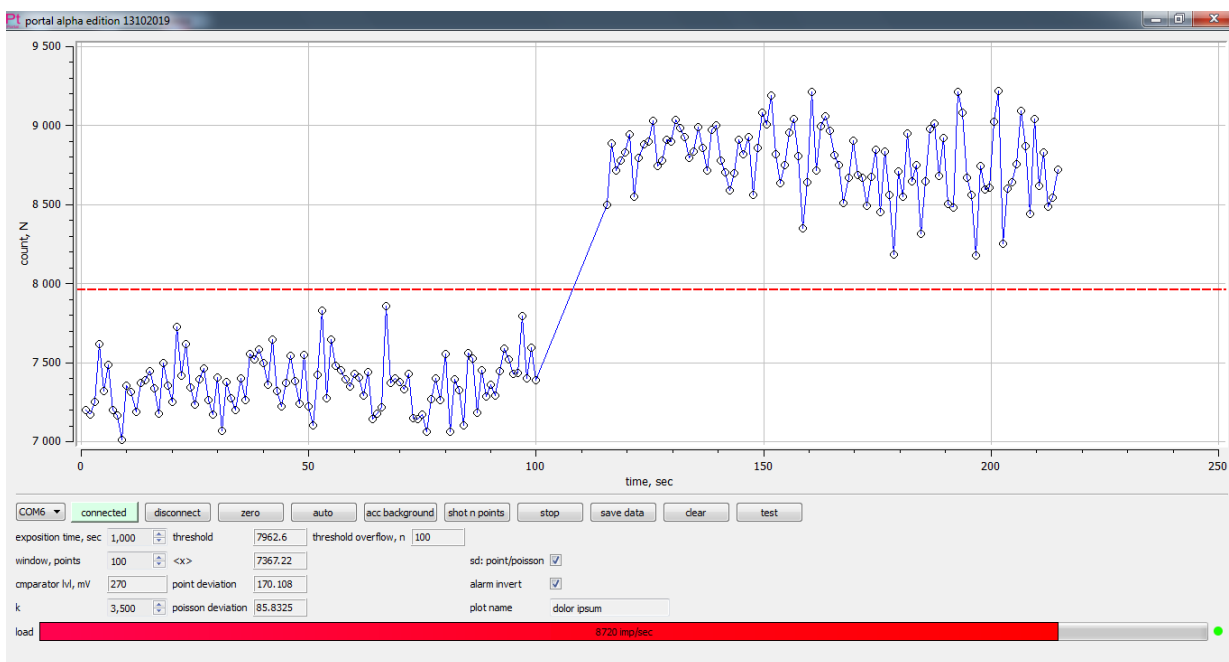


Рис. 5.9 Програмне забезпечення системи моніторингу, накопичення експериментальних даних

Висновки до розділу 5

В розділі описані аспекти процесу розробки та методики проведення експериментів з портальною системою моніторингу швидких нейтронів. Здобуті величини максимальної відстані виявлення системи в експерименті реєстрації швидких нейтронів монокристалічними детекторами ZnWO_4 та $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$. Приріст показників пояснюється тим, що при реєстрації швидких нейтронів виникають додаткові каскадні гамма-кванти, пов'язані з гамма-квантом із реакції непружного розсіяння та реакцій резонансного та радіаційного захоплення швидких нейтронів. Використано ефективний алгоритм обробки відгуку детектора (“ковзаючого середнього”), що дає змогу виявляти перевищення порогу реєстрації над фоном, що змінюється у часі і призводить до підвищення чутливості системи в цілому.

Використання детектора ZWO в складі монітора, налаштованого в однофотонному режимі, дозволяє підвищити чутливість монітора у порівнянні зі стандартним режимом лічення в 1.9 рази і, таким чином, збільшити відстань виявлення в 1.4 рази. Представлені схеми монітора самостійно спроектовані автором, автор самостійно виготовив програмно-апаратний комплекс, прийняв участь у вимірах відстані виявлення джерел нейтронного випромінювання детекторами ZnWO_4 та $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$.

ЗАГАЛЬНІ ВИСНОВКИ

У даній роботі досліджені та виділені вклади механізмів взаємодії швидких нейтронів джерела $^{239}\text{Pu-Be}$ з речовиною оксидних сцинтиляторів в лічильну ефективність реєстрації ε_n (імпл./нейтрон). Окрім непружного розсіювання $(n, n'\gamma)_{in}$, механізмом, відповідальним за генерацію каскадних гамма-квантів можна вважати резонансне розсіювання $(n, n'\gamma)_{res}$ та захоплення $(n, \gamma)_{res}$ і радіаційне захоплення $(n, \gamma)_{cap}$ на середніх ядрах. Реакція резонансного розсіювання $(n, n'\gamma)_{res}$ дозволяє збільшити кількість каскадних гамма-квантів за рахунок генерації вторинних нейтронів, розподілених у часі. Для виділення вкладу механізмів використовувалися:

- результати вимірювання лічильної ефективності в режимі фільтрації $\tau \sim 7\text{нс} + 1\text{мкс}$ (ZWO, $\varepsilon_n \sim 3,05$ імпл./нейтрон), що дозволило виділити вклад в ефективність механізму $(n, n'\gamma)_{in}$;

- результати вимірювань лічильної ефективності в 1-фотонному режимі $\tau \sim 7\text{нс}$, (ZWO, $\varepsilon_n \sim 574$), що дозволило виділити вклад в ефективність механізму $(n, n'\gamma)_{in} + (n, n'\gamma)_{res}$;

- порівняння результатів вимірювань лічильної ефективності ZWO ($\varepsilon \sim 574$ імпл./нейтрон), і GSO ($\varepsilon \sim 22$ імпл./нейтрон, $(\sigma_{res}(W) \sim 355\text{барн}$, $\sigma_{res}(Gd) \sim 404\text{барн}$).

- результати оцінок порогу чутливості 1-фотонного режиму за термодинамічною моделлю та та розрахунки довжин уповільнення швидких нейтронів у речовині досліджуваних сцинтиляторів.

Не дивлячись на близькі значення перерізів резонансного захоплення для ядер W та Gd ($\sigma \sim 404$ і 350 барн відповідно), основний вклад в ефективність дають саме резонансні гамма-кванти з високоенергетичних переходів кінцевих ядер середньої ваги - Zn, збуджуваних в реакції $(n, \gamma)_{res}$ при енергії нижче 5MeV . Енергія гамма-квантів у цих переходах становить порядку сотень еВ. У реакції

на середніх ядрах (Zn), $(n, \gamma)_{\text{res}}$, компаунд-ядра генерують каскади гамма-квантів в інтервалі енергії від ~ 5 MeV і нижче ($D \sim 0.1\text{--}44$ кеВ). Реєстрація таких низькоенергетичних гамма-квантів [64] ($E_\gamma \geq 0.1$ кеВ) потребувала застосування високочутливого тракту, що працює в однотоновому режимі. Окрім підвищення чутливості за рахунок зниження порогу реєстрації, однофотонний режим лічення дозволив об'єднати генетично пов'язані каскадні події в детекторі, що відповідають одному налітаючому нейтрону, у тому числі і вторинні нейтрони з реакції резонансного розсіювання, які можуть бути надалі захоплені в резонансній області енергій. Використання однофотонного режиму ($\tau \sim 7$ нс) для ZWO дозволяє реєструвати низькоенергетичні гамма-кванти з переходів компаунд-ядер, збуджуваних у $(n, \gamma)_{\text{res}}$, що призводить до суттєвого (\sim в 200 разів) підвищення лічильної ефективності реєстрації (574 імп./нейтрон в 1 фотонному режимі проти 3.1 імп./нейтрон у лічильному режимі для ZWO). Отримані експериментальні дані по лічильній ефективності ϵ_n сцинтиляторів CWO, ZWO, BGO і GSO корелюють з експериментальними даними по множинності гамма-квантів N_γ з реакцій непружного розсіювання ($N_\gamma \sim 2\text{--}5$, кінцеві ядра, $(n, n' \gamma)_{\text{in}}$) [65–70] і резонансного захоплення ($N_\gamma \sim 50\text{--}500$, компаунд ядра, $(n, \gamma)_{\text{res}}$) [71–80]. Тобто високі значення здобутої у експерименті лічильної ефективності вказують на те, що в режимі 1-фотонного лічення сцинтилятор ZWO ефективно реєструє низькоенергетичні гамма-кванти, що виникають у переходах високозбуджених станів компаунд-ядер.

Також результати вимірювань лічильної ефективності узгоджуються з оцінками згідно термодинамічної моделі для середніх (Zn) і важких (W) ядер для щільності рівнів ρ і відстаней між рівнями D кінцевих і компаунд ядер, тобто високе значення ефективності ZWO може бути пояснено більш широкою областю ($E < 5$ MeV для Zn) генерації каскадних гамма-квантів, у порівнянні з досить вузькою областю $E < 1$ MeV для W, тобто вихід гамма-квантів для важких ядер в декілька разів менший, ніж для середніх по масі ядер, що узгоджується з

[39], тому середні ядра (Zn) в складі сцинтиляторів, збуджувані в резонансному захопленні, в порівнянні з важкими ядрами (W), є найбільш продуктивними з точки зору генерації каскадних гамма-квантів.

Також результати вимірювань лічильної ефективності узгоджуються із запропонованою наближеною феноменологічної моделлю відгуку оксидних сцинтиляторів для швидких нейтронів, що використовує такі параметри: щільність ядерних рівнів ρ компаунд ядер і кінцевих ядер, верхня межа резонансної області ΔE_{res} та час висвічування сцинтиляторів τ .

Запропонований в даній роботі метод підвищення лічильної ефективності оксидних сцинтиляторів за рахунок використання каскадних гамма-квантів з реакції резонансного захоплення дозволив створити новий вискоефективний детектор швидких нейтронів на основі сцинтилятора ZWO, який є набагато компактнішим (до 10 кг) у порівнянні з існуючими ^3He -лічильниками (~ 180 кг). Такі детектори знаходять застосування для контролю нейтронних і гамма-нейтронних полів малої інтенсивності, застосування в оглядових пішохідних гамма-нейтронних дозиметрах.

Також на основі створеної методики вимірів з використанням однофотонного режиму [81] створено новий детектор швидких нейтронів KDP з високим коефіцієнтом пригнічення зовнішнього гамма фону.

Наукова новизна результатів дослідження полягає у наступному:

1. Експериментально досліджено лічильну ефективність реєстрації оксидних сцинтиляторів ZnWO_4 , CdWO_4 , $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$, Gd_2SiO_5 , композитних оксидних сцинтиляторів ZWO, BGO, GSO та водневовмісних сцинтиляторів KDP: TL^+ , KDP: Ce^{3+} , UPS-923A для джерел $^{239}\text{Pu-Be}$, ^{252}Cf , ^{137}Cs для двох часових інтервалів фільтрації сигналів – $7 \text{ нс} + 1 \text{ мкс}$ та 7 нс , оцінено поріг виявлення джерела швидких нейтронів у неперервному режимі моніторингу.

2. Здобуті нові експериментальні дані щодо величини вкладів механізмів взаємодії швидких нейтронів з ядрами оксидних та композитних сцинтиляторів у ефективність реєстрації.

3. Вперше створено новий високоефективний детектор швидких нейтронів ZWO з використанням механізмів $(n, n' \gamma)_{in}$, $(n, n' \gamma)_{res}$, $(n, \gamma)_{res}$, $(n, \gamma)_{cap}$.

4. Вперше створено новий детектор швидких нейтронів на основі дигідрофосфату калію (KDP (Tl, Ce)) з високою селективністю до швидких нейтронів у порівнянні з гамма- квантами.

5. Створено нову високочутливу експериментальну методику накопичення та обробки інформації, що працює у однофотонному режимі для вимірів ефективності реєстрації, аналізу вкладів механізмів взаємодії швидких нейтронів у ефективність реєстрації, підвищення чутливості детектора та покращення часової роздільної здатності вимірювального тракту.

6. Розроблена методика аналізу вкладів механізмів взаємодії швидких нейтронів у ефективність реєстрації, яка базується на методах співставлення відгуків сцинтиляторів різного ядерного складу до джерел нейтронного та гамма- випромінювання у різних часових інтервалах, на методах відбору за формою сигналу шляхом застосування часового фільтра ($7 \text{ нс} + 1 \text{ мкс}$).

7. Дістала подальшого розвитку модель відгуку сцинтилятора для цілей пошуку та розробки нових детекторів швидких нейтронів. Розроблено наближену модель детектора швидких нейтронів на основі оксидного сцинтилятора ZWO з використанням трьох механізмів взаємодії - непружного розсіяння, резонансного захоплення та розсіяння, радіаційного захоплення. Також модель враховує параметри сцинтиляцій детектора.

8. Розроблено та виготовлено новий широкополосний передпідсилювач для реєстрації каскадних гамма-квантів із реакції резонансного захвату, виділення вкладів механізмів взаємодії швидких нейтронів в однофотонному режимі реєстрації.

9. Розроблено та створено швидкодіючий радіаційний монітор для виявлення у неперервному режимі порогу виявлення джерела швидких нейтронів досліджуваним сцинтилятором.

10. Виявлено найбільш продуктивні механізми втрати енергії швидких нейтронів в речовині сцинтиляторів у вигляді гамма-квантів та вторинних нейтронів компаунд ядрами та кінцевими ядрами середньої маси та важкими.

11. Вперше використано генетичний зв'язок швидких нейтронів та каскадів гамма-квантів та як продуктів реакцій непружного, резонансного розсіювання та захоплення швидких нейтронів на ядрах сцинтилятора ZWO, що підтверджено патентом України.

12. Теоретичною основою дослідження є термодинамічна модель ядерних реакцій швидких нейтронів та розрахунки нейтронних перерізів для досліджуваних сцинтиляторів.

Експериментальну основу дослідження складають:

1. Методика аналізу вкладів механізмів взаємодії швидких нейтронів у ефективність реєстрації, яка базується на методах співставлення: - відгуків сцинтиляторів різного хімічного складу до джерел нейтронного та гамма-випромінювання у різних часових інтервалах; - відгуки для різного розміру сцинтиляторів; - використанні радіаційного порталу для вимірів чутливості досліджуваних детекторів.

2. Нова високочутлива експериментальна методика накопичення та обробки інформації, що використовує лічильну ефективність реєстрації задля аналізу вкладів механізмів взаємодії швидких нейтронів у ефективність реєстрації.

3. Однофотонний режим як метод підвищення чутливості детектора для виділення вкладів механізмів та дослідження шляхів втрат енергії швидких нейтронів у сцинтиляторах, покращення часової роздільної здатності вимірювального тракту.

Зміст роботи відповідає назві дисертації та спеціальності 105 – «Прикладна фізика та наноматеріали».

Практичне значення отриманих результатів:

Здобуті в процесі роботи експериментальні та теоретичні данні щодо механізмів взаємодії швидких нейтронів з речовиною монокристалічних та композитних оксидних сцинтиляторів можуть бути використані при конструюванні детекторів нейтронного випромінення, а також для використання як близького аналога детектора на основі ^3He -лічильника. Результати експериментів щодо вимірів ефективності реєстрації та розробленої моделі також можуть бути використані для вибору матеріалів при проектуванні сцинтиляційного детектора швидких нейтронів. Напрацювання з методики експерименту може бути використане як для створення апаратного забезпечення експериментів, так і при розробці нових нейтронних детекторів. Розроблена методика та обладнання є основою для продовження досліджень взаємодії швидких нейтронів з речовиною монокристалічних та композитних оксидних сцинтиляторів.

Розроблено програмно-апаратний комплекс для виявлення джерел нейтронного та гамма-нейтронного випромінення з заданою надійністю, що працює у однофотонному режимі на основі оксидного сцинтилятора ZWO та фотоелектронного помножувача, і є базою для експериментальної розробки систем радіаційних моніторів для контрольно-пропускних пунктів.

Робота виконана на кафедрі фізики ядра та високих енергій імені О. І. Ахієзера ННІ «Фізико-технічний факультет» Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна в рамках НДР, у виконанні яких здобувач безпосередньо приймав участь як виконавець:

1. № держреєстрації 0118U002031 «Індуковані електрослабкими взаємодіями рідкісні процеси і розпади та структурні ефекти в сильних і електромагнітних взаємодіях».

2. № держреєстрації 0119U002533 «Дослідження транспорту швидких частинок у мультиплікуючих середовищах та в інтенсивних зовнішніх полях» 2019 – 2020 рр.

3. № держреєстрації 0120U102294 «Енергетична залежність і рефракційні властивості взаємодії легких ядер з ядрами» 2020 р.

Результати дисертаційної роботи Якименко І. І., як теоретичний матеріал так і розроблене обладнання використовуються кафедрою фізики ядра та високих енергій імені О. І. Ахієзера ННІ «Фізико-технічний факультет» Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна та були використані при виконанні вказаних вище НДР. Перспективними напрямками продовження досліджень за тематикою дисертації є галузі фізики, де необхідно реєструвати слабкі потоки швидких нейтронів та гамма-випромінення, такі як перспективні експерименти із отримання контрольованого термоядерного синтезу [82] (*ITER*), реєстрація слабого космічного випромінення [83], перспективні роботи з пошуку детекторів визначення стану квантових систем [84], побудова мережі IOT (internet of thingth, інтернет речей) [85, 86, 87] радіаційних моніторів, створення компактних персональних радіометрів.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Choi H. D., Firestone R. B., Lindstrom R. M., Molnar G. L., Mughabghab S. F., Paviotti-Corcuera R., et al. *Database of prompt gamma rays from slow neutron capture for elemental analysis*. International Atomic Energy Agency, Vienna, 2007; 2007.
2. A. M. Demidov, L. I. Govor, Yu. K. Cherepantsev, M. R. Ahmed, S. Al-Najjar, M. A. AlAmili, N. Al-Assafi, and N. Rammo, “*Atlas of Gamma-Ray Spectra from the Inelastic Scattering of Reactor Fast Neutrons*”, Nuclear Research Institute, Baghdad, Iraq (Moscow, Atomizdat 1978).
3. Onyshchenko, G., Yakymenko, I., Grynyov, B., Ryzhikov, V., Voronov, O., & Naydenov, S. (2020). Counting efficiency and neutron/gamma ratio for KDP: Tl⁺ and ups-923a scintillators in a single photon detection mode. *East European Journal of Physics*, 2020(3), 54-61. DOI:10.26565/2312-4334-2020-3-07
4. Voronov, A., Naydenov, S., Pritula, I., Onyshchenko, G., Shchus', A., & Yakymenko, I. (2018). Scintillation Monocrystals of KDP:Tl AND KDP:Ce Doped by Thallium and Cerium for Selective Detection of Fast Neutrons. *East European Journal of Physics*, 5(3), 45-52. DOI: 10.26565/2312-4334-2018-3-05
5. Onyshchenko, G., Ryzhikov, V., Yakymenko, I., & Shchus', O. (2019). The Threshold of Detection of Fission Materials by ZnWO₄ and Bi₄Ge₃O₁₂ Scintillation Detectors. *East European Journal of Physics*, (4), 91-94. DOI: 10.26565/2312-4334-2019-4-10
6. Onyshchenko, G., Ryzhikov, V., Yakymenko, I., Khodusov, V., Naydenov, S., Opolonin, A., & Makhota, S. (2019). The Investigation of Mechanisms of Fast Neutron Registration in Oxide Scintillators. *East European Journal of Physics*, (3), 54-62. DOI: 10.26565/2312-4334-2019-3-07
7. Ryzhikov, V., Onyshchenko, G., Yakymenko, I., Naydenov, S., Opolonin, A., & Makhota, S. (2019). Research of the Single Crystal and Multilayer Composite

Detectors Response Under Irradiation by Fast Neutrons. *East European Journal of Physics*, (2), 11-18. DOI: 10.26565/2312-4334-2019-2-02

8. Grinyov B. V., Ryzhikov V. D., Onyshchenko G. M., Yakymenko I. I., Naydenov S. V., Opolonin O. D., Makhota S. V. The time analysis of the fast impulse response from composite detectors based on scintillators: ZWO, GSO, BGO to fast neutrons // *Sixth International Conference: ENGINEERING OF SCINTILLATION MATERIALS AND RADIATION TECHNOLOGIES ISMART 2018*, 9–12 October 2018. : abstr. Minsk, 2018. P. 46–47.

9. Рыжиков В. Д., Онищенко Г. М., Якименко И. И., Найденов С. В., Ополонин А. Д., Махота С. В. Отклик монокристаллических и многослойных детекторов при облучении быстрыми нейтронами // XVII КОНФЕРЕНЦИИ ПО ФИЗИКЕ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ И ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ, 26–29 марта 2019 г. : тез. докл. Харьков, 2019. С. 96.

10. Ayzatskiy M. I., Vodin O. M., Deiev O. S., Dronov R. M., Korda L. P., Kushnir V. A., Mitrochenko V. V., Olejnik S. M., Repikhov O. A., Shramenko B. I., Bezshyyko O. A., Golinka-Bezshyyko L. J., Kadenko I. M., Korda V. Yu., Yakimenko I. I., Vallerand C. Center for photonuclear research «gamma»: the main directions of research // XXVI International Conference on Charged Particle Accelerators, 23–27 September 2019. : abstr. Kharkov, 2019. P. 11–12.

11. Рыжиков В. Д., Онищенко Г. М., Якименко И. И., Найденов С. В., Ополонин О. Д., Махота С. В. Вплив параметрів резонансної області ядер сцинтилятора на ефективність реєстрації швидких нейтронів // XV INTERNATIONAL SCIENTIFIC and TECHNICAL CONFERENCE YOUNG SCIENTISTS and SPECIALISTS: PROBLEMS OF MODERN NUCLEAR POWER, 13–15 november 2019. : abstr. Kharkiv, 2019. P. 25.

12. Детектор нейтронів: пат. 127053 Україна. № у 2018 02276; заявл. 05.03.2018; опубл. 10.07.2018, Бюл. № 13

13. Спосіб реєстрації швидких нейтронів: пат. 145800 Україна. № у 2020 03892; заявл. 30.06.2020; опубл. 06.01.2021, Бюл. № 1

14. Малогабаритний детектор швидких і теплових нейтронів: пат. 92193 Україна. № у 200805809; заявл. 25.08.2009; опубл. 11.08.2009, Бюл. № 19
15. Grynyov Boris Viktorovich, Ryzhikov Volodymyr Diomydovych, Nagorna Liudmyla Lavrentiivna, Onishenko Genadiy Mychaylovich, Piven Leonid Oleksiyvich (2011). Method of detection of fast neutrons (U.S. Patent No. 8058624)
16. Комбінований детектор іонізуючого випромінювання, зокрема гамма-нейтронного випромінювання: пат. 109524 Україна. № у 201412679; заявл. 10.03.2015; опубл. 25.08.2015, Бюл. № 16
17. Zaitseva, N., Glenn, A., Carman, L, Martinez, H. P., Hatarik, R., Klapper, H. and Payne, S., 2015, ‘Scintillation Properties of Solution-Grown Trans -Stilbene Single Crystals’, *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research. Section A, Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 789, pp. 8-15
18. Crystal-based optical components and devices. / Inrad Optics. Northvale, NJ 07647, 2021. URL: <https://www.inradoptics.com/> (Last accessed: 10.05.2021)
19. Organic scintillators and detector assemblies. / Eljen Technology. Texas, United States, 2021. URL: <https://eljentechnology.com/> (Last accessed: 10.05.2021)
20. Production of optical crystals and scintillation crystals. / Saint-Gobain Crystals. Texas, United States, 2021. URL: <https://www.crystals.saint-gobain.com/> (Last accessed: 10.05.2021)
21. Kang, S. J., Hwang, Y. S., Park, J. M., Chae, G. H., Kim, S., & Cheon, J. K. (2013). Scintillation properties and luminescence response of the ZnWO₄ crystal to γ and proton beams. *Journal of the Korean Physical Society*, 63(7), 1466-1472. DOI:10.3938/jkps.63.1466
22. Lawrence, C. C., Febbraro, M., Massey, T. N., Flaska, M., Becchetti, F. D., & Pozzi, S. A. (2014). Neutron response characterization for an EJ299-33 plastic scintillation detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 759, 16-22. DOI:10.1016/j.nima.2014.04.062

23. Tomanin, A., Paepen, J., Schillebeeckx, P., Wynants, R., Nolte, R. and Laviates, A., 2014, 'Characterization of a Cubic EJ-309 Liquid Scintillator Detector', *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research. Section A, Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 756, pp. 45–54. DOI:10.1016%2Fj.nima.2014.03.028
24. Designs and manufactures integrated detection systems. / Arktis Radiation Detectors Ltd. Zurich Switzerland, 2021. URL: <https://www.arktis-detectors.com/> (Last accessed: 10.05.2021)
25. Jebali, R., Scherzinger, J., Annand, J. R. M., Chandra, R., Davatz, G., Fissum, K. G., Friederich, H. et al., 2015, 'A First Comparison of the Responses of a 4 He-Based Fast-Neutron Detector and a NE-213 Liquid-Scintillator Reference Detector', *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research. Section A, Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 794, pp. 102–108. DOI: 10.1016/j.nima.2015.04.058.
26. M. Anelli, G. Battistoni, S. Bertolucci, C. Bini, P. Branchini, C. Curceanu, G. De Zorzi, A. Di Domenico, B. Di Micco, A. Ferrari, P. Gauzzi, S. Giovannella, F. Happacher, M. Iliescu, M. Martini, S. Miscetti, F. Nguyen, A. Passeri, A. Prokofiev, P. Sala, B. Sciascia and F. Sirghi, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 581, 368-372 (2007). DOI: 10.1016/j.nima.2007.08.005.
27. Liu, Y., Yang, Y. -, Tai, Y., & Zhang, Z. (2016). A capture-gated fast neutron detection method. *Chinese Physics C*, 40(7). DOI: 10.1088/1674-1137/40/7/076201.
28. V. D. Ryzhikov et al., "A new multi-layer scintillation detector for detection of neutron-gamma radiation," *2015 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (NSS/MIC)*, San Diego, CA, 2015, pp. 1-7. DOI: 10.1109/NSSMIC.2015.7581996.
29. V. D. Ryzhikov et al., "Detection of gamma-neutron radiation by novel solid-state scintillation detectors", *2015 4th International Conference on Advancements in Nuclear Instrumentation Measurement Methods and their*

Applications (ANIMMA), Lisbon, 2015, pp. 1-5.
DOI: 10.1109/ANIMMA.2015.7465541

30. V. D. Ryzhikov, B. V. Grinyov, G. M. Onyshchenko, L. A. Piven, O. K. Lysetska, O. D. Opolonin, S. A. Kostioukevitch, C. F. Smith, "The neutron detectors based on oxide scintillators for control of fissionable radioactive substances", *Proc. SPIE 9213, Hard X-Ray, Gamma-Ray, and Neutron Detector Physics XVI*, 92131B (5 September 2014). DOI: 10.1117/12.2058185.

31. V.D. Ryzhikov, S.V. Naydenov, G.M. Onyshchenko, L.A. Piven, T. Pochet, C.F. Smith, "High efficiency fast neutron detectors based on inorganic scintillators", *Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (NSS/MIC) 2014 IEEE*, pp. 1-6, 2014. DOI: 10.3390/cryst9090480.

32. S.V. Naydenov, V.D. Ryzhikov, G.M. Onyshchenko, C.F. Smith, *Micro and Nanostructured Composite Materials for Neutron Shielding Applications*, pp. 317, 2020. DOI: 10.1155/2021/5541047.

33. V.D. Ryzhikov, S.V. Naydenov, G.M. Onyshchenko, L.A. Piven, T. Pochet, C.F. Smith, "Multi-layer fast neutron detectors based on composite heavy-oxide scintillators for detection of illegal nuclear materials", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 903, pp. 287, 2018. DOI: 10.1016/j.nima.2018.06.074.

34. V. D. Ryzhikov, B. V. Grinyov, G. M. Onyshchenko, L. A. Piven, O. K. Lysetska and L. L. Nagornaya, "High efficiency method of fast neutron detection by oxide scintillators for detection systems of fissionable radioactive substances," *2011 2nd International Conference on Advancements in Nuclear Instrumentation, Measurement Methods and their Applications*, Ghent, 2011, pp. 1-7. DOI: 10.1109/ANIMMA.2011.6172929.

35. V. D. Ryzhikov et al., "The Use of Fast and Thermal Neutron Detectors Based on Oxide Scintillators in Inspection Systems for Prevention of Illegal Transportation of Radioactive Substances," in *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 57, no. 5, pp. 2747-2751, Oct. 2010. DOI: 10.1109/TNS.2009.2037747.

36. V.D. Ryzhikov, "The highly efficient gamma-neutron detector for control of fissionable radioactive materials", *Functional materials*, vol. 21, pp. 345, 2014. DOI: 10.15407/fm21.03.345.
37. J.M. Blatt and V.F. Weisskopf, *Theoretical Nuclear Physics*, 2010.
38. Ситенко А.Г. Теория ядерных реакций. Москва, Энергоатомиздат, 1983.
39. Bergqvist, I., Lundberg, B., Nilsson, L., & Starfelt, N. (1966). Gamma-ray spectra from inelastic neutron scattering. *Nuclear Physics*, 80(1), 198-208. DOI: 10.1016/0029-5582(66)90836-4.
40. Тормозная способность электронов и позитронов: Доклад 37 МКРЕ: Пер. с англ. - М.: Энергоатомиздат, 1987.
41. Igor S. Grigoriev, Evgenii Z. Meilikhov, Alexandre A. Radzig. *Handbook of Physical Quantities*. Boca Raton : CRC Press, 1997.
42. Tables of Nuclear Data. Japanese Evaluated Nuclear Data Library. JENDL. URL: <https://www.ndc.jaea.go.jp/NuC/index.html> (Last accessed: 10.05.2021)
43. JANIS Book of neutron-induced cross-sections. Java-based Nuclear Information Software (JANIS). URL: https://www.oecd-neo.org/jcms/pl_39910/janis , https://www.oecd-neo.org/jcms/pl_44624/janis-books (Last accessed: 10.05.2021)
44. Ryzhikov, V. D., Naydenov, S. V., Piven, L. A., Onyshchenko, G. M., Smith, C. F., & Pochet, T. (2017). Fast neutron detectors and portal monitors based on solid-state heavy-oxide scintillators. *Radiation Measurements*, 105, 17-25. DOI: 10.1016/j.radmeas.2017.08.008.
45. Казанский Ю.А. , Кухтевич В.И. , Матусевич Е.С., Сеницын Б.И., Цыпин С.Г. Физические исследования защиты реакторов. М., Атомиздат, 1966. 391 с.
46. Л. В. Грошев, А. М. Демидов, В. Н. Луценко В. И. Плеханов. Атлас спектров лучей радиационного захвата тепловых нейтронов. М., Издательство главного управления по использованию атомной энергии при Совете Министров СССР, 1958. 200 с.
47. Ilic, Z., Mauerhofer, E., Stieghorst, C., Révay, Z., Rossbach, M., Randriamalala, T. H., & Brückel, T. (2020). Prompt gamma rays induced by inelastic

scattering of fission neutrons on iron. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 325(2), 641-655. DOI: 10.1007/s10967-020-07271-w.

48. Гольдштейн Г. Основы защиты реакторов. Москва, Госатомиздат, 1961. 343 с.

49. Брейт Г. Теория резонансных ядерных реакций. М. Иностранная литература, 1961. 463 с.

50. Molnár, G. L., Révay, Z., Paul, R. L., & Lindstrom, R. M. (1998). Prompt-gamma activation analysis using the k0 approach. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 234(1-2), 21-26. DOI: 10.1007/BF02389741.

51. Bardelli, L., Bini, M., Bizzeti, P. G., Carraresi, L., Danevich, F. A., Fazzini, T. F., . . . Yurchenko, S. S. (2006). Further study of CdWO₄ crystal scintillators as detectors for high sensitivity 2 β experiments: Scintillation properties and pulse-shape discrimination. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 569(3), 743-753. DOI: 10.1016/j.nima.2006.09.094.

52. A.I. Abramov, Ju.A. Kazanskij and E.S. Matusevich, Основы экспериментальных методов ядерной физики [Fundamentals of experimental methods in nuclear physics], (Energoatomizdat, Moscow, 1985), pp. 488.

53. Ryzhikov, V. D., Naydenov, S. V., Piven, L. A., Onyshchenko, G. M., Smith, C. F., & Pochet, T. (2017). Fast neutron detectors and portal monitors based on solid-state heavy-oxide scintillators. *Radiation Measurements*, 105, 17-25. DOI: 10.1016/j.radmeas.2017.08.008.

54. Lederer, C. M., & Shirley, V. S. Table of Isotopes. 1978.

55. Paul, R. L., & Lindstrom, R. M. (2000). Prompt gamma-ray activation analysis: Fundamentals and applications. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 243(1), 181-189. DOI: 10.1023/A:1006796003933.

56. Lindstrom, R. M., Anderson, D. L., & Paul, R. L. (1997). Analytical applications of neutron capture gamma-rays. *Proc. 9th Intern. Symp. Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics*, 2, 693.

57. A. M. Demidov, L. I. Govor, and K. A. Baskova, in Investigation of Excited Nuclear States [in Russian], Nauka, Alma Ata (1986), pp. 70–140.
58. Alfassi Z., Chung C., Prompt Gamma Neutron Activation Analysis, *CRC Press, Boca Raton, FL*, (1995) 250 p.
59. Von Egidy, T., & Bucurescu, D. (2005). Systematics of nuclear level density parameters. *Physical Review C - Nuclear Physics*, 72(4). DOI: 10.1103/PhysRevC.72.044311.
60. B.Grinyov, M.Globus, J. K. Kim, Inorganic Scintillators for Modern and Traditional Applications, Ukraine, Kharkiv, 2005.
61. Lisovska, V., Malykhina, T., Shpagina, V., & Timchenko, R. (2019). GEANT4 Modeling Of Energy Spectrum Of Fast Neutrons Source For The Development Of Research Technique Of Heavy Scintillators. *East European Journal of Physics*, (2), 58-63. DOI: 10.26565/2312-4334-2019-2-09.
62. G. Venkataraman, Dayashankar and J.S. Jayakar (1970). The gamma to neutron ratios for Pu-Be and Am-Be neutron sources. *Nuclear Instruments and Methods*, 82, 49-50. DOI: 10.1016/0029-554X(70)90323-X.
63. Birks, John B. The theory and practice of scintillation counting. — Pergamon Press, Ltd., 1964.
64. Lindstrom, R. M., Zeisler, R., Vincent, D. H., Greenberg, R. R., Stone, C. A., Mackey, E. A., . . . Clark, D. D. (1993). Neutron capture prompt gamma-ray activation analysis at the NIST cold neutron research facility. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry Articles*, 167(1), 121-126. DOI: 10.1007/BF02035470.
65. Molnár, G., Belgia, T., Dabolczi, L., Fazekas, B., Révay, Z., Veres, Á., . . . Östör, J. (1997). The new prompt gamma-activation analysis facility at budapest. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 215(1), 111-115. DOI:10.1007/BF02109886
66. Yonezawa, C., Magara, M., Sawahata, H., Hoshi, M., Ito, Y., & Tachikawa, E. (1995). Prompt gamma-ray analysis using cold and thermal guided

neutron beams. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry Articles*, 193(1), 171-178. DOI:10.1007/BF02041931

67. Firestone, R. B., Mughabghab, S. F., & Molnár, G. L. (2007). *Database of Prompt Gamma Rays from Slow Neutron Capture for Elemental Analysis*

68. Firestone, R. B. (1996). *Table of Isotopes*

69. Firestone, R. B., Mughabghab, S. F., & Molnár, G. L. (2007). *Database of Prompt Gamma Rays from Slow Neutron Capture for Elemental Analysis*

70. Firestone, R. B., Revay, Z., & Molnar, G. L. (1903). New capture gamma-ray library and atlas of spectra for all elements. *Proceedings of the Eleventh International Symposium on Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics*, 507.

71. Groshev, L. V., Demidov, A. M., Lutsenko, V. N., & Pelekhov, V. I. (1959). *Atlas of γ -Ray Spectra from Radiative Capture of Thermal Neutrons*

72. Mughabghab, S. F. (1984). *Neutron Cross Sections, 1(PART B)*

73. Mughabghab, S. F. (2003). The thermal neutron capture cross sections resonance integrals and G-factors. *Thermal Neutron Capture Cross Sections Resonance Integrals and G-Factors*

74. Perry, D. L., English, G. A., Firestone, R. B., Leung, K. -, Garabedian, G., Molnar, G. L., & Revay, Z. (2004). Use of prompt gamma activation analysis (PGAA) and related neutron techniques for the analyses of metal oxyanion salts. *J.Radioanal.Nucl.Chem.*

75. Reedy, R. C., & Frankle, S. C. (2002). Prompt gamma rays from radiative capture of thermal neutrons by elements from hydrogen through zinc. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 80(1), 1-34. DOI:10.1006/adnd.2001.0870

76. Bergqvist I., Potokar M. (1979) Fast Neutron Capture Gamma Rays. In: Chrien R.E., Kane W.R. (eds) *Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy*. Springer, Boston, MA. DOI: 10.1007/978-1-4613-2940-4_16

77. Lone, M. A., Leavitt, R. A., & Harrison, D. A. (1981). Prompt gamma rays from thermal-neutron capture. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 26(6), 511-559. DOI:10.1016/0092-640X(81)90005-X
78. Révay, Z., Molnár, G. L., Belgya, T., Kasztovszky, Z., & Firestone, R. B. (2001). A new gamma-ray spectrum catalog and library for PGAA. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 248(2), 395-399. DOI:10.1023/A:1010684210532
79. INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, Database of Prompt Gamma Rays from Slow Neutron Capture for Elemental Analysis, , IAEA, Vienna (2007).
80. Hurst, Aaron M., Bernstein, Lee A., & Chong, Su-Ann. *Compilation of the "Atlas of Gamma-rays from the Inelastic Scattering of Reactor Fast Neutrons" (1978DE41) by A.M. Demidov, L.I. Govor, Yu. K. Cherepantsev, M.R. Ahmed, S. Al-Najjar, M.A. Al-Amili, N. Al-Assafi, and N. Rammo.* United States. DOI: 10.2172/1372676
81. Das, M. B., Bose, S., & Bhattacharya, R. (1985). Single photon response of photomultiplier tubes. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 242(1), 156–159. DOI: 10.1016/0168-9002(85)90902-7
82. Krasilnikov, V., Bertalot, L., Barnsley, R., & Walsh, M. (2017). Neutron detector needs for ITER. *Fusion Science and Technology*, 71(2), 196-200. DOI:10.13182/FST16-108
83. Benker, N., Echeverria, E., Olesen, R., Kananen, B., McClory, J., Burak, Y., . . . Enders, A. (2019). Possible detection of low energy solar neutrons using boron based materials. *Radiation Measurements*, 129. DOI:10.1016/j.radmeas.2019.106190
84. Hasegawa, Y., Loidl, R., Badurek, G., Baron, M., & Rauch, H. (2006). Quantum contextuality in a single-neutron optical experiment. *Physical Review Letters*, 97(23) DOI:10.1103/PhysRevLett.97.230401

85. Vax, E., Sarusi, B., Sheinfeld, M., Levinson, S., Brandys, I., Marcus, E., . . . Cohen, Y. (2009). An integrated approach for multi purpose fast deployment environmental radiation monitoring system. Paper presented at the *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, 912-913. DOI:10.1109/NSSMIC.2009.5401561
86. Ashwini, S. R., Chethan, Shivashankar, Harish, B. R., Karthik, R., & Bafna, K. D. (2018). Wireless sensors network for environmental radiation monitoring using IOT. Paper presented at the *2018 3rd IEEE International Conference on Recent Trends in Electronics, Information and Communication Technology, RTEICT 2018 - Proceedings*, 2373-2376. DOI:10.1109/RTEICT42901.2018.9012324
87. Balaji, S., Karthik, S., & Balaji, T. S. (2018). A review on various sensor used in IoT for real time applications. *Journal of Engineering and Applied Sciences*, 13(7), 1601-1605. DOI:10.3923/jeasci.2018.1601.1605

ДОДАТОК А

СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

Наукові праці, в яких опубліковано основні наукові результати дисертації:

Публікації у наукових фахових виданнях України, які входять до міжнародних наукових баз:

1. Onyshchenko G., Yakymenko I., Grynyov B., Ryzhikov V., Voronov O., Naydenov S. Counting Efficiency and Neutron/Gamma Ratio for KDP: TL⁺ and UPS-923A Scintillators in a Single Photon Detection Mode // East European Journal of Physics. 2020. No. 3. P. 54–61. (Web of Science, Scopus)

(Особистий внесок здобувача: здійснював експериментальне визначення ефективності детектування швидких нейтронів сцинтиляторами KDP:TL⁺, пластиковим сцинтилятором типу UPS-923A, здійснив теоретичний аналіз значень ефективності KDP: TL⁺ та UPS-923A, налаштував вимірювальний тракт)

2. Onyshchenko G. M., Ryzhikov V. D., Yakymenko I. I., Shchus' O. P. The Threshold of Detection of Fission Materials by ZnWO₄ and Bi₄Ge₃O₁₂ Scintillation Detectors // East European Journal of Physics. 2019. No. 4. P. 91–94. (Web of Science)

(Особистий внесок здобувача: здійснював експериментальне дослідження відгуку монокристалічних детекторів ZnWO₄, Bi₄Ge₃O₁₂ на опромінення швидкими нейтронами, створив ширококутовий передпідсилювач для реєстрації відгуку детектора, брав участь в аналізі та обробці результатів, налаштовував вимірювальний тракт, створив систему моніторингу для визначення порогу виявлення джерел радіаційного випромінювання)

3. Onyshchenko G., Ryzhikov V., Yakymenko I., Khodusov V., Naydenov S., Opolonin A., Makhota S. The Investigation of Mechanisms of Fast Neutron Registration in Oxide Scintillators // East European Journal of Physics. 2019. No. 3. P. 54–62. (Web of Science)

(Особистий внесок здобувача: брав участь в отриманні нових експериментальних даних щодо вкладів механізмів взаємодії швидких нейтронів з ядрами оксидних сцинтиляторів ZWO (ZnWO_4), CWO (CdWO_4), BGO ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$) у ефективність реєстрації, розробив метод аналізу вкладів механізмів реєстрації швидких нейтронів у ефективність реєстрації, налаштовував вимірювальний тракт)

4. Ryzhikov V., Onyshchenko G., Yakymenko I., Naydenov S., Opolonin A., Makhota S. Research of the Single Crystal and Multilayer Composite Detectors Response Under Irradiation by Fast Neutrons // East European Journal of Physics. 2019. No. 2. P. 11–18. (Web of Science)

(Особистий внесок здобувача: здійснював експериментальне дослідження відгуку монокристалічних та багатопшарових детекторів ZWO (ZnWO_4), CWO (CdWO_4), BGO ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$), брав участь в аналізі та обробці результатів, налаштовував вимірювальний тракт)

5. Воронов А. П., Найденев С. В., Притула И. М., Онищенко Г. М., Щусь А. Ф., Якименко И. И. Сцинтилляционные монокристаллы KDP:Ti и KDP:Ce активированные таллием и церием для селективного детектирования быстрых нейтронов // East European Journal of Physics. 2018. Vol. 5, No 3. P. 45–52. (Web of Science)

(Особистий внесок здобувача: здійснював експериментальне визначення ефективності детектування швидких нейтронів сцинтиляторами KDP:Ti+, KDP:Ce3+, брав участь в аналізі та обробці результатів, налаштовував вимірювальний тракт)

Наукові праці, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації:

6. Grinyov B. V., Ryzhikov V. D., Onyshchenko G. M., Yakymenko I. I., Naydenov S. V., Opolonin O. D., Makhota S. V. The time analysis of the fast impulse response from composite detectors based on scintillators: ZWO, GSO, BGO to fast neutrons // Sixth International Conference: ENGINEERING OF SCINTILLATION

MATERIALS AND RADIATION TECHNOLOGIES ISMART 2018, 9–12 October 2018. : abstr. Minsk, 2018. P. 46–47.

7. Рыжиков В. Д., Онищенко Г. М., Якименко И. И., Найденов С. В., Ополонин А. Д., Махота С. В. Отклик монокристаллических и многослойных детекторов при облучении быстрыми нейтронами // XVII КОНФЕРЕНЦИИ ПО ФИЗИКЕ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ И ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ, 26–29 марта 2019 г. : тез. докл. Харьков, 2019. С. 96.

8. Рижигов В. Д., Онищенко Г. М., Якименко І. І., Найденов С. В., Ополонін О. Д., Махота С. В. Вплив параметрів резонансної області ядер сцинтилятора на ефективність реєстрації швидких нейтронів // XV INTERNATIONAL SCIENTIFIC and TECHNICAL CONFERENCE YOUNG SCIENTISTS and SPECIALISTS: PROBLEMS OF MODERN NUCLEAR POWER, 13–15 november 2019. : abstr. Kharkiv, 2019. P. 25.

9. Ayzatskiy M. I., Vodin O. M., Deiev O. S., Dronov R. M., Korda L. P., Kushnir V. A., Mitrochenko V. V., Olejnik S. M., Repikhov O. A., Shramenko B. I., Bezshyyko O. A., Golinka-Bezshyyko L. J., Kadenko I. M., Korda V. Yu., Yakimenko I. I., Vallerand C. Center for photonuclear research «gamma»: the main directions of research // XXVI International Conference on Charged Particle Accelerators, 23–27 September 2019. : abstr. Kharkov, 2019. P. 11–12.

***Наукові праці, які додатково відображають наукові результати
дисертації, патенти:***

10. Детектор нейтронів: пат. 127053 Україна. № у 2018 02276; заявл. 05.03.2018; опубл. 10.07.2018, Бюл. № 13

(Особистий внесок здобувача: автор)

11. Спосіб реєстрації швидких нейтронів: пат. 145800 Україна. № у 2020 03892; заявл. 30.06.2020; опубл. 06.01.2021, Бюл. № 1

(Особистий внесок здобувача: розробка швидкодіючого передпідсилювача, співавтор в створенні способу реєстрації швидких нейтронів)

ДОДАТОК Б

ПАТЕНТИ



